PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 4. 15. Februar 1921. 22. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 6 am 20. Februar 1921.

INHALT:

Originalmitteilungen:

E. v. Angerer, Lichtelektrische Photometrie des Nachleuchtens von aktivem Stickstoff. S. 97.

J. Zenneck, Die Demonstration des Nachleuchtens von aktivem Stickstoff mit Hilfe des elektrodenlosen Ringstromes. S. 102.

R. v. Dallwitz, Über ein mechanisches Modell zur Darstellung gasmechanischer Zustandsänderungen und der Entropie. S. 103.

E. Guillaume u. Ch. Willigens, Über die Grundlagen der Relativitätstheorie. S. 109.

F. Urbach, Periodisches System, Atombau und Radioaktivität. S. 114.

W. Voege, Ein neues Thermoelement für Strahlungsmessungen im Spektrum. S. 119.

A. Eliçabe, Ein Quecksilber-Destillierapparat. S. 120.

P. Ludewig, Über die Ergebnisse von laufenden Messungen radioaktiver Quellen in Brambach. S. 121.

M. Wolfke, Über Umkehrungen der Gleichstromkomponente bei geblasenen Funkenstrecken. S. 123.

Günther-Schulze, Bemerkung zu dem Artikel von M. J. Huizinga: „Die Gleichrichterwirkung von Kristalldetektoren. S. 125.

Zusammenfassende Bearbeitungen:

W. Ostwald, Neue Fortschritte der Farbenlehre. II. (Schluß.) S. 125.

Besprechungen:

A. Stettbacher, Die Schieß- und Sprengstoffe. S. 128.

Personalien. S. 128.

Angebote. S. 128.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Lichtelektrische Photometrie des Nachleuchtens von aktivem Stickstoff.

Von E. v. Angerer.

Mit Tafel I.

1. Problemstellung. Das Physikalische Institut der Technischen Hochschule besitzt eine besonders kräftige Anordnung zur Demonstration des elektrodenlosen Ringstromes. (Vgl. den nachstehenden Bericht von Herrn Zenneck.) Auf Wunsch von Herrn Prof. Zenneck füllte ich im Frühjahr 1914, um die Leuchterscheinung des Ringstromes noch zu steigern, die benützte Thomson-Kugel von 47 cm Durchmesser mit reinem Stickstoff.

Der Stickstoff wurde[1]) durch Erwärmen einer Mischung von gleichen Teilen Ammonchlorid, Kaliumnitrit und Kaliumbichromat in der 9fachen Menge Wasser hergestellt, passierte dann in langsamem Strom eine große Waschflasche mit angesäuerter Ferrosulfatlösung, eine weitere mit augesäuerter Kaliumpermanganatlösung, eine dritte mit konzentrierter Kalilauge und eine vierte mit reiner Schwefelsäure. Weiter wurde er über glühendes Kupfer in einem Verbrennungsrohr geleitet und endlich durch eine Glasrohrspirale, die sich in flüssiger Luft befand.

Die vorher mit Chromsäure gereinigte Thomsonkugel war zunächst in einem teilweise mit Wasser gefüllten Eisenkessel montiert. Das Wasser wurde zum Sieden gebracht und der Kolben durch den Dampf auf etwa 100° erhitzt, während er durch eine rotierende Gaede-Quecksilberpumpe evakuiert wurde. Die Vakuumleitung führte gleichfalls durch die Spirale in flüssiger Luft. Das Auspumpen und Spülen mit Stickstoff wurde einige Tage fortgesetzt. Dann entfernte man den Kessel, klebte zwei große, mit einem kleinen Induktor verbundene Stanniolbelegungen auf den Kolben, wählte den Gasdruck so, daß der Kolben am besten leuchtete und schmolz ihn ab.

Wenn somit — infolge der Größe des Kolbens — auch nicht die äußerste Sorgfalt bei der Füllung angewandt worden war, so dürfte die Stickstoff-Füllung doch einen erheblichen Grad von Reinheit besitzen. In der Tat erschien bei der beschriebenen Anordnung die elektrodenlose Entladung in diesem Kolben als hellglänzendes, schmales, dem herumgelegten Drahtring benachbartes Band. Nach Abstellen des Stromes aber leuchtete der ganze Gasinhalt der Kugel nach, hell genug, um in großer Nähe den Sekundenzeiger einer Taschenuhr etwa 15 Sekunden lang verfolgen zu können. Bei stärkster Erregung war das Leuchten erst nach $2^1/_2$ Minuten abgeklungen. Die Farbe war anfangs orangegelb, später grünlichgelb, vielleicht eine Folge des Purkinje-Phänomens. Das Nachleuchten des Gases ließ sich auch in dem Hals des Kolbens und sogar bis in die Kapillare der Abschmelzstelle erkennen.

Die Vermutung, daß es sich hierbei um den von Strutt beschriebenen „chemisch aktiven Stickstoff“[1]) handle, konnte durch Spektralaufnahmen des Verfassers bestätigt werden. Es wurde dabei abwechselnd bei verdecktem Spektrographenspalt der Kolben erregt und während des Nachleuchtens die Platte belichtet.

1) Vgl. E. v. Angerer, Ann. d. Phys. **32**, 549, 1910.

1) R. J. Strutt, Proc. Roy. Soc. London **A. 85**, 219, 377, 1911; **86**, 56, 262, 1911/12; **87**, 179, 1912. Vgl. auch F. Compte, diese Zeitschr. **14**, 74, 1913 und A. König u. E. Elöd, diese Zeitschr. **14**, 165, 1913.

Herr Kossel machte damals darauf aufmerksam, daß man aus der Abhängigkeit der Intensität des Nachleuchtens von der Zeit Schlüsse auf die Konstitution des chemisch aktiven Stickstoffes ziehen könnte und stellte einige Versuche mit einem Martensschen Polarisationsphotometer an, die jedoch keine sicheren Resultate ergaben. Es schien erforderlich, nach einer einmaligen Anregung des Kolbens die Intensität womöglich von Sekunde zu Sekunde messend zu verfolgen.

Nach den grundlegenden Untersuchungen von Elster und Geitel[1]) versprach dazu die Anwendung einer lichtelektrischen Zelle den wahrscheinlichsten Erfolg. Zu Bedenken gab dagegen die Nachwirkung der Zellen Anlaß, d. h. die Erscheinung, daß der Photostrom beim Belichten der Zelle erst allmählich seinen konstanten Wert erreicht, nach dem Verdunkeln nicht momentan, sondern allmählich auf o abnimmt. Besonders Herr P. P. Koch hatte bei seinem registrierenden Mikrophotometer mit dieser Fehlerquelle zu kämpfen[2]). Nach längerer Dunkelheit war 5 Sekunden nach Beginn der Belichtung seiner Zelle die Stromstärke noch 10 Proz. von ihrem Endwert entfernt, 5 Sek. nach dem Verdunkeln (nach langer Belichtung) noch 1,6 Proz. Eine derartige Trägheit hätte die geplanten Versuche vereiteln müssen.

Elster und Geitel sind der Ansicht[3]), daß diese Nachwirkung, die nur bei geringen Lichtstärken, bei Beobachtung mit dem Elektrometer aufzutreten scheint, von einem unsichtbaren Hauch von Kalium herrührt, das sich auf die innere Vorderfläche der Zelle niedergeschlagen hat, das beim Belichten Elektronen abgibt und im Dunkeln seine negative Ladung allmählich wieder verliert. Daher war zur Durchführung der vorliegenden Untersuchung die Konstruktion einer Spezialzelle beabsichtigt, bei welcher der Einfluß der Glaswand durch einen die Auffangelektrode umgebenden Käfig und durch Erwärmung eines Teiles der Glasoberfläche vermieden werden sollte. — In ihrer letzten Arbeit[4]) zeigen Elster und Geitel, daß mindestens ein Teil der Nachwirkung von einer Phosphoreszenz des Kaliumhydrids herrührt. Diese Störung könnte sich durch keine Neukonstruktion vermeiden lassen, sondern höchstens durch Verzicht auf die große, durch das Kaliumhydrid bedingte Empfindlichkeit. Glücklicherweise war aber bei der benützten Versuchsanordnung unter Verwendung einer mit Argon gefüllten Kalium-Uviolglas-Zelle (ein Geschenk von den Herren Elster und Geitel an Herrn Geheimrat Ebert) die Nachwirkung so klein, daß sie nicht berücksichtigt zu werden brauchte (vgl. S. 100).

In Verfolg der Elster- und Geitelschen Ansicht wurde die benützte Zelle auf Phosphoreszenz untersucht, und zwar mittels der Lehmannschen Anordnung[1]) mit Nitrosodimethyl-Anilin-Filter, mit der auch geringe Spuren von Fluoreszenz und Phosphoreszenz stark hervortreten. Das Glas der Zelle fluoreszierte im ultravioletten Licht schwach grünlich, dagegen war keine Spur eines Nachleuchtens des Glases, der Kaliumfüllung oder der Montierung zu bemerken. — Es wäre möglich, daß sich verschiedene Exemplare von Zellen je nach ihrer Herstellung (der Menge des gebildeten Kaliumhydrids) in bezug auf Phosphoreszenz und ebenso in bezug auf Nachwirkung verschieden verhalten.

2. Prinzip der Versuchsanordnung. Ursprünglich war beabsichtigt, das Elektrometer mit einem parallel geschalteten hohen Widerstand als Strommesser zu verwenden und mittels eines Registrierapparates direkt die Abklingungskurve aufzunehmen. (Abszisse: Zeit; Ordinaten: Ausschläge = Stromstärken = Intensitäten.) Größere Lichtempfindlichkeit erreicht man aber nach der Methode der Aufladung des Elektrometers, das hierbei in kurzen Zwischenräumen, etwa alle Sekunden, zur Erde abgeleitet werden möge. Da es bei dieser Methode außerdem viel weniger stört, wenn Proportionalität zwischen Spannung und Elektrometerausschlag nur für kleine Ausschläge vorhanden ist, wurde sie trotz geringerer Übersichtlichkeit gewählt. Man legt also eine hohe negative Spannung an die Kaliumelektrode der lichtelektrischen Zelle und verbindet ihre Platinelektrode mit der Elektrometersaite. Dieses System liegt in Ruhe an Erde. Wenn es isoliert wird, lädt es sich durch die Zelle hindurch negativ auf, und die Geschwindigkeit der Aufladung ist der auf die Zelle fallenden Lichtintensität proportional. Registriert man die Stellung der Saite auf einem bewegten Film, so wird man folgende Kurven erhalten:

Ist die Lichtintensität während einer Sekunde merklich konstant, die Ablenkung der Saite der elektrischen Spannung proportional und die Einstelldauer der Saite sehr kurz, so besteht die Zickzacklinie (Fig. 1) aus geraden Stücken.

1) Elster u. Geitel, diese Zeitschr. **12**, 758, 1911 und **14**, 741, 1913.
2) P. P. Koch, Ann. d. Phys. **39**, 704, 1912.
3) l. c. S. 744, 1913.
4) Elster und Geitel, diese Zeitschr. **21**, 361, 1920.

1) H. Lehmann, diese Zeitschr. **11**, 1039, 1910; Verhandl. d. D. Phys. Ges. **12**, 890, 1910.

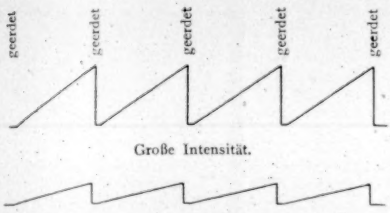


Fig. 1.

Die Lichtintensität wird durch die Neigung der ansteigenden Linien oder durch die Höhe der Zacken gemessen.

3. Beschreibung des Aufbaues. Es lag in der Problemstellung, daß Kaliumzelle und Elektrometer in der Nähe des Hochfrequenzkreises aufgebaut werden mußten. Um induzierte Spannungen, die sowohl der Elektrometersaite gefährlich werden als auch in der Zelle leuchtende Entladung auslösen konnten, nach Möglichkeit zu verhindern, wurde die ganze Meßanordnung einschließlich der Batterien in einem Blechwürfel von 1 m Kantenlänge untergebracht. Abstand der Zelle vom Mittelpunkt der Thomsonkugel 1,30 m. Vor der Zelle befand sich eine Öffnung in der Kastenwand, die durch einen photographischen Verschluß geschlossen werden konnte, vor diesem zwei große Kondensoren, welche die Beleuchtungsintensität erheblich vergrößerten. — Die Schaltung ist aus Fig. 2 ersichtlich. KZ bedeutet

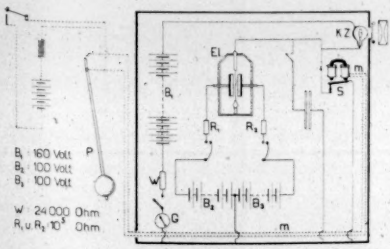


Fig. 2.

die Kaliumzelle, deren Kaliumelektrode mit dem — Pol der Batterie B_1 von 160 Volt verbunden ist, deren + Pol durch einen Graphitwiderstand W von 24 000 Ohm, einen Hg-Ausschalter und ein von außen ablesbares Zeigergalvanometer G geerdet ist. Die Platinelektrode von KZ ist mit der Saite des Elektrometers El und dem automatischen Schalter S in Verbindung, der in Ruhestellung diese Leitung erdet. Beim Versuch wird der Erregerstrom von S geschlossen (Leitung $m\,m$) und dadurch die Leitung KZ-El isoliert. Das Pendel P schließt die Wickelung des Magneten von S alle 0,8 Sekunden kurz, so daß er den Anker losläßt und die Leitung erdet. Ein Kohlrausch-Kondensator, der dem Elektrometer parallel geschaltet werden konnte, gestattete die Stromempfindlichkeit meßbar zu verringern.

Das Elektrometer El ist das neue Modell von Lutz-Edelmann[1]). Die Platinsaite hatte 2 μ. Durchmesser. — Sämtliche Isolatoren des Systemes KZ-El waren aus Bernstein. Die Batterien bestanden aus im Institut hergestellten Reagenzglas-Akkumulatoren. Alle „Erdleitungen" waren mit dem großen Schutzkasten verlötet.

Die Beleuchtung der Elektrometersaite erfolgte durch eine mit 5 Amp. betriebene Weulelampe in einem großen Projektionsgestell von Zeiß. Das Licht wurde durch einen aplanatischen Kondensor parallel gerichtet, durchsetzte eine mit verdünnter ammoniakalischer $CuSO_4$-Lösung gefüllte Cuvette und wurde durch ein 2 m langes Rohr zum Elektrometer geleitet.

Vor dessen Eintrittsöffnung befand sich ein kurzbrennweitiger kleiner Kondensor, der das Licht auf die Saite konzentrierte. Über Abbildung der Saite siehe unten. Es erforderte einige Sorgfalt, die Lampe so vollständig abzublenden, daß die Zelle nicht auf Spuren von Streulicht reagierte. Die durchscheinenden Bernsteinisolatoren im Gehäuse der Zelle waren z. B. durch eine mehrfache Lichtfalle geschützt.

Die Bewegung der Elektrometersaite wurde mittels eines photographischen Registrierapparates aufgezeichnet, der nach den Angaben von Herrn Dr. Wolff und dem Verfasser (für andere Zwecke) von der Firma Edelmann-München gebaut war und an anderer Stelle ausführlich beschrieben werden soll. Er trägt eine Kassette, in welcher der auf eine Rolle aufgewickelte photographische Papierstreifen von 75 m Länge und 3 cm Breite enthalten ist. Ein kräftiges, sehr gleichmäßig laufendes Grammophon-Uhrwerk mit Zentrifugalregulator zieht den Streifen, der im folgenden „Film" genannt wird, mit einer Geschwindigkeit von 4,6 cm pro Sekunde hinter dem horizontalen Spalt vorbei, durch den die Belichtung erfolgt. Der Abstand vom Okular des Elektrometermikroskopes bis zu diesem Spalt betrug 1,50 m.

Weil das etwas improvisierte Pendel nicht sehr exakt arbeitete, wurde noch eine (gleichfalls für andere Zwecke ausgearbeitete) Zeit-

1) Lutz, diese Zeitschr. 13, 954, 1912.

markierung angewandt: Eine elektromagnetisch angetriebene Stimmgabel von Edelmann unterbricht 50mal pro Sekunde den Primärstrom eines kleinen Induktors, dessen Sekundärwickelung mit einer Heliumröhre verbunden ist. Die Kapillare der Heliumröhre befindet sich — dicht unter dem einfallenden Strahlenbündel der Bogenlampe — 9 cm vor dem oben erwähnten Spalt und wird durch zwei als Kondensor geschaltete Zylinderlinsen von zusammen 12 mm Brennweite als feine Lichtlinie auf dem Film abgebildet. Unter unseren Versuchsbedingungen dauert das Leuchten der Röhre bei jeder Entladung 6×10^{-4} Sekunden, das Bild der Kapillare wird also auch durch schnellere Bewegung des Films nicht merklich verbreitert. Infolgedessen erscheint ein Film, den man mit der Heliumröhre allein exponierte, von feinen, schwarzen, einigermaßen äquidistanten Linien durchzogen — „Zeitmarken" — deren Zeitabstand $^1/_{50}$ Sekunde beträgt. Über diese Teilung lagert sich die von der Bogenlampe herrührende Schwärzung[1]).

Die Lichtlinie, die von den Strahlen Bogenlampe — Elektrometer herrührt, befindet sich wenige Zehntel mm über der der Heliumröhre und ist durch eine dunkle Stelle, den Schatten der Saite, unterbrochen. Der Schatten der Saite erschien zwar bei Projektion auf einen Schirm aus einiger Entfernung betrachtet schwarz und scharf, mit einer Einstellupe in der Durchsicht zeigte er sich aber stark gefärbt und unscharf. Die Farbe wechselte mit der Einstellung des Mikroskopes (Feinverstellung zum Platz des Beobachters). Da die Exaktheit der Messung durch scharfe Abbildung natürlich sehr vermehrt werden kann, wurde mit gutem Erfolg versucht, die Optik zu verbessern. Das beim Saitenelektrometer meist benützte Zeiß-Objektiv A [2]) wurde durch Objektiv AA ersetzt, dessen Apertur um die Hälfte größer ist, durch den oben erwähnten kleinen Kondensor dafür gesorgt, daß das Objektiv mit Licht gefüllt war und durch die ammoniakalische Kupfersulfatlösung das Licht einigermaßen monochromatisch gemacht. Als Okular erwies sich von den mir zur Verfügung stehenden das Projektionsokular 4 als bestes. — Die Vergrößerung bei der beschriebenen Anordnung war 250fach.

4. Die Versuche.

a) Die Dämpfung der Elektrometersaite. Die Dämpfung, die bei den Versuchen 28 u. 29 vorhanden war, ist aus Bild 1, Tafel 1 zu erkennen. Bei dieser Aufnahme wurde das Elektrometer abwechselnd auf 1,3 Volt geladen und entladen. Wie man sieht, ist die Einstellung hier in etwa $^1/_{30}$ Sekunde erfolgt. Leider ist bei dieser (starken) Spannung die Empfindlichkeit ziemlich gering und Proportionalität zwischen EMK. und Ablenkung nur für kleine EMK. vorhanden. Die Eichung ergab: $^1/_3$ Volt: 8 mm, $^2/_3$ Volt: 15 mm, 1 Volt: 21 mm, $1\,^1/_3$ Volt: 26 mm.

b) Nachwirkung der Zelle. An die Stelle der Thomsonkugel brachte man eine kleine Glühlampe und dicht vor diese einen photographischen Schlitzverschluß. Wenn das Rouleaux desselben eben die Kaliumzelle beschattete, trennte es zwei Kontaktfedern, die den Strom eines Induktors unterbrachen. Die Sekundärspule dieses Induktors war mit der oben erwähnten Heliumröhre verbunden, die also im Moment der Verdunkelung aufblitzte und auf dem Film diesen Moment durch eine schwarze Linie bezeichnete. Die Zeit vom Beginn bis zur Vollendung der Verdunkelung der Zelle wurde zu etwa $^1/_{5000}$ Sekunde berechnet, die Verdunkelung erfolgt also praktisch momentan. — Zum Versuch wurde die Glühlampe durch einen Vorschaltwiderstand auf geeignete Helligkeit eingestellt, einige „Zacken" registriert und dann der Verschluß betätigt. Bild 2 Tafel 1 zeigt eine dieser Aufnahmen, bei der die Beleuchtung der Zelle 0,029 Meterkerzen betrug. Die Ausmessung mehrerer derartiger Aufnahmen ergab, daß bei den hier in Frage kommenden Intensitäten nach wenigen hundertstel Sekunden keine merkliche Nachwirkung vorhanden ist.

c) Abklingung der Leuchterscheinung in der Stickstoffkugel. Der Gang der eigentlichen Versuche ergibt sich nach dem Vorstehenden von selbst: Zuerst wurde durch Steigerung der Intensität der Entladungen der Kolben zu kräftigem Nachleuchten erregt, während man sich durch Beobachtung des Zeigergalvanometers G überzeugte, daß keine leuchtende Entladung durch die Zelle ging. Hierauf prüfte man die Bogenlampe auf Lichtdichtheit, setzte Pendel und Stimmgabel in Gang, öffnete den Verschluß vor der Zelle und registrierte den „Dunkeleffekt". Dann wurde der Kolben bei geschlossenem Verschluß erregt und so schnell wie möglich (etwa $^1/_2$ Sekunde) nach Öffnung des Erregerstromes der Verschluß geöffnet und mit der Registrierung des Nachleuchtens begonnen. Die Bewegung der Saite konnte während der Aufnahme beobachtet werden. Wenn die Ausschläge klein geworden

1) Auf den beiliegenden Reproduktionen ist zur Erhöhung der Kontraste der Grund so dunkel kopiert, daß die Zeitmarken verschwinden. Vgl. die Abbildungen in der Arbeit von R. Ladenburg, Zeitschr. f. techn. Physik 1, 197, 1920, die mit einem unserer Apparate erhalten wurden.

2) P. P. Koch. l. c. S. 713. Koch erwähnt auch (S. 744) die farbigen Ränder der Saite.

waren, wurde der Versuch abgebrochen. Auf Bild 3 Tafel 1 ist Film 33 reproduziert. Man erkennt deutlich, wie die Aufladegeschwindigkeit entsprechend der abnehmenden Lichtstärke immer kleiner wird.

Bei Versuch 4 wurde die Höhe der Zacken auf der Teilmaschine ausgemessen und die Änderung der Elektrometerempfindlichkeit berücksichtigt. Später baute ich eine Auswertvorrichtung, um die Winkel der Anstiege zu messen. Sie besteht aus einer Kreisteilung (Wert eines Intervalles: 10′) und einer Alhidade, mit der eine Glasplatte mit einigen auf der Unterseite eingeätzten parallelen Strichen verbunden ist. Der Film wird unter die Platte gelegt, die ihn mit sanftem Druck auf die Unterlage preßt. Während die Alhidade auf 0 steht, richtet man den Film so, daß seine Nullinie mit einem Strich auf der Glasplatte zusammenfällt und dreht dann die Alhidade so weit, daß der Strich die Spur der Saite in der Nähe ihrer Nullage tangiert. Einstellgenauigkeit: $\pm 10'$. Die Tangenten dieser Winkel, die als Maß für die Lichtintensität dienen, wurden aufgesucht und an jedem Wert die Korrektion für den Dunkeleffekt angebracht.

Die Versuche teilen sich in drei Gruppen: Bei Aufnahme 4 war die (optische) Vergrößerung des Elektrometerausschlages viel geringer, die Schneidenladung nur 40 Volt, dafür die Saite schlaffer. Wie erwähnt, wurde dieser Versuch auch auf andere Weise ausgewertet. Die zweite Gruppe — Versuch 28, 29a und 29b — wurde im Anschluß an die unter a) beschriebenen Aufnahmen gemacht. Bei der dritten Gruppe endlich, von der Versuch 32, 33 und 35 ausgewertet wurden, hatte sich die Saite spontan im Feld verlagert, die Empfindlichkeit war kleiner, die Einstellgeschwindigkeit noch größer geworden. Außerdem wählte man bei diesen Versuchen die Amplitude des Pendels so klein, daß das System jedesmal 0,2 Sek. mit der Erde verbunden blieb und die Saite vollständig zur Ruhe kam (vgl. Tafel 1, Bild 3).

5. Ergebnis. Alle ausgewerteten Versuche sind in Figur 3 graphisch dargestellt. Abszisse ist die Zeit, Ordinate die Intensität in willkürlichem Maße, und zwar ist ein logarithmischer Maßstab für die Intensitäten angewandt. Die Streuung der Beobachtungspunkte ist befriedigend gering; gegen das Ende der Kurven wird sie naturgemäß stärker. Augenscheinlich sind die Kurven keine Geraden. Die Abklingung erfolgt also nicht nach einer e-Funktion. (Wegen der verschiedenen Empfindlichkeiten lassen sich die

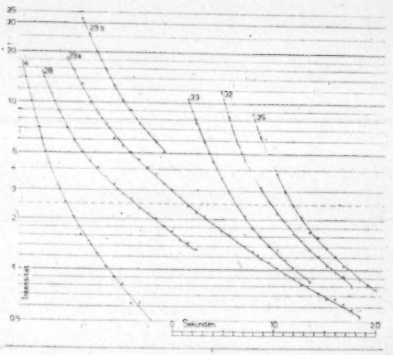


Fig. 3.

Intensitäten einer Gruppe nicht mit der einer andern vergleichen.)

Trägt man dagegen als Ordinaten die reziproken Wurzeln aus den Intensitäten auf (Fig. 4), so erhält man nahezu gerade

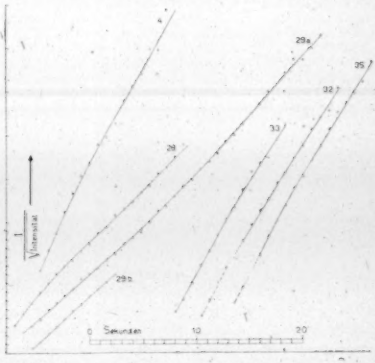


Fig. 4.

Linien. Dies läßt auf den bimolekularen Charakter der Reaktion schließen. Nur bei sehr großen Intensitätsunterschieden sind diese Kurven merklich gekrümmt, aber bei verschiedenen Versuchen bald konvex, bald konkav. Um zu entscheiden, ob diese Krümmung etwa durch einen systematischen Fehler bei der Auswertung verursacht werde, wurde die Empfindlichkeit bei Versuch 32 und 35 während der ersten Sekunden durch einen parallel zum Elektrometer geschalteten Kondensator im Verhältnis 1 : 2,60 herabgedrückt (gestrichelte

Linie). Die Kurve läuft jedoch nach Abschalten der Kapazität glatt weiter.

Die Ursache dieser schwachen Krümmung, der kaum große Bedeutung zukommen dürfte, konnte zunächst nicht festgestellt werden. Es wird das Ziel weiterer Versuche sein, die Abhängigkeit des Nachleuchtens von Druck und Temperatur des Stickstoffes messend zu verfolgen, andere nachleuchtende Gase zu untersuchen und außerdem auf dem beschrittenen Wege noch schneller veränderliche Leuchtvorgänge der Messung zugänglich zu machen.

Herrn Professor Zenneck möchte ich auch an dieser Stelle für viele gute Ratschläge herzlich danken.

6. Zusammenfassung. 1. Es wurde eine Methode angegeben, um mittels der lichtelektrischen Zelle eine schwache, zeitlich veränderliche Lichtintensität von Sekunde zu Sekunde zu messen.

2. Die Nachwirkung der benützten Zelle konnte dabei vernachlässigt werden.

3. Die Anwendung auf die Abklingung des Nachleuchtens von chemisch aktivem Stickstoff ergab, daß $\frac{1}{\sqrt{\text{Intensität}}}$ der Zeit nahe proportional ist.

Physikalisches Institut d. Techn. Hochschule, München.

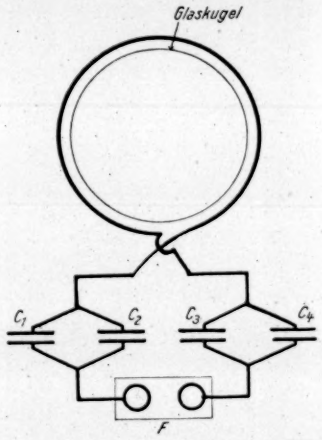
(Eingegangen 13. Dezember 1920.)

Die Demonstration des Nachleuchtens von aktivem Stickstoff mit Hilfe des elektrodenlosen Ringstromes.

Von J. Zenneck.

1. Seit 1914 zeige ich in der Experimentalvorlesung den bekannten Hittorfschen Versuch mit dem sogenannten elektrodenlosen Ringstrom[1]) in der folgenden Form, die für einen großen Hörerkreis sich sehr gut bewährt hat.

Die Glaskugel (bezogen von E. Gundelach, Gehlberg i. Thür.), in welcher der Ringstrom zustande kommen soll, hat einen Durchmesser von 46,5 cm. Sie ist mit sehr gut gereinigtem Stickstoff[2]) gefüllt. Der Kondensatorkreis (Fig. 1),



dessen Schwingungen das magnetische Hochfrequenzfeld im Innern der Kugel liefern, besitzt 4 große Boassche Leidener Flaschen (C_1—C_4) von je ca. 10000 cm Kapazität in der Schaltung von Fig. 1 und eine in einen Kasten eingeschlossene Funkenstrecke (F) mit Magnesiumkugeln von ca. 2 cm Durchmesser und einem Abstand von ca. 3,5 cm. Die Strombahn des Kondensatorkreises besteht, abgesehen von den möglichst kurzen Verbindungsleitungen, aus einem einfachen Drahtkreis von ca. 47,5 cm Durchmesser, der um die Glaskugel gelegt und durch Korkscheiben von der unmittelbaren Berührung mit der Glaswand abgehalten wird. Gespeist wird der Kondensatorkreis durch einen Boasschen Resonanzinduktor für 50periodigen Wechselstrom. Die 4 Sekundärspulen desselben sind in Serie geschaltet, die Koppelung zwischen den Primär- und Sekundärspulen ziemlich lose. Die Frequenz der speisenden Wechselstrommaschine wird so eingestellt, daß man im Resonanzinduktor eine möglichst hohe Sekundärspannung und nur wenige Funken pro Sekunde erhält.

2. Wenn die Anordnung im Gange ist, bekommt man die bekannte Erscheinung: man sieht in der Glaskugel einen mit der Strombahn des Kondensatorkreises koaxialen leuchtenden Ring mit einer gegen das Innere der Kugel abnehmenden Intensität[1]). Er gibt ein

1) W. Hittorf, Wied. Ann. 21, 137, 1884. — Literatur über Versuche mit dem elektrodenlosen Ringstrom bei A. Hartmann, Diss., Basel 1919.

2) Herr Dr. E. v. Angerer war so freundlich, die Darstellung des Stickstoffes und Füllung der Glaskugel zu übernehmen (vgl. die vorstehende Arbeit). — Soll nur der elektrodenlose Ringstrom in möglichst glänzender Form demonstriert werden, so empfiehlt es sich, in die vorher stark evakuierte Kugel einige Jodkristalle zu bringen. Die Kugel läßt sich dann auch für die Demonstration der Fluoreszenz des Joddampfs verwenden.

1) Photographische Abbildung z. B. bei J. Zenneck, Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie. Stuttgart, Ferd. Enke 1905, S. 481.

sehr anschauliches Bild von dem induzierten elektrischen Feld im Innern der Kugel[1]).

Wird der Speisestrom unterbrochen, so leuchtet das ganze Innere der Kugel orangegelb nach. Das Leuchten ist so intensiv und klingt so langsam — und zwar mit allmählichem Übergang in eine mehr grünlich-gelbe Färbung — ab, daß nach ungefähr einer halben Minute das Spektrum in einem Taschenspektroskop noch gut sichtbar ist. Es ist von demselbem Charakter wie es von den Herren A. Fowler und R. J. Strutt[2]) bei dem Zerfall von „aktivem Stickstoff" beobachtet wurde. Die Anordnung ist also besonders geeignet, um diesen „aktiven Stickstoff" in einer Experimentalvorlesung vorzuführen.

3. Auf die Vorteile, welche der elektrodenlose Strom für das Studium von Gasentladungen und deren Spektren bietet, ist in neuerer Zeit von W. A. Hagenbach und W. Frey[3]) hingewiesen worden.

Zum Vergleich der Anordnung mit anderen ist es vielleicht nicht uninteressant, sich zu überlegen, welche Feldstärken man bei einer Anordnung wie der beschriebenen im Innern der Kugel erhält. Die Anfangsspannung im Kondensatorkreis, wie sie sich aus der Schlagweite ergibt, ist ungefähr 50000 Volt, die mit dem Wellenmesser gemessene Wellenlänge 375 m, entsprechend einer Frequenz von 800000/sec. Daraus und aus der wirksamen Kapazität von 10000 cm berechnet sich eine Anfangsamplitude des Stroms im Kondensatorkreis von 2510 Ampère. Betrachtet man in der Glaskugel einen mit der Strombahn des Kondensatorkreises konzentrischen Kreis von 45,5 cm Durchmesser — ein solcher würde an der inneren Glaswand nahezu anliegen —, so findet man für die längs dieses Kreises induzierte elektromotorische Kraft eine Anfangsamplitude von 11750 Volt oder für die Feldstärke eine solche von 82 Volt/cm.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 14. Dezember 1920.)

1) Herr E. Lecher (diese Zeitschr. 4, 811, 1902/3) hat darauf hingewiesen, daß bei Anordnungen, bei denen die erregende Strombahn aus einer Spule mit mehreren Windungen besteht, die ringförmige Leuchterscheinung nicht von dem induzierten elektrischen Feld im Innern der Kugel herzurühren braucht, sondern durch die hohen Spannungen bedingt sein kann, die in diesem Falle zwischen den einzelnen Windungen, insbesondere den beiden äußersten herrschen. Bei der beschriebenen Anordnung, bei der die Strombahn aus einer einzigen Windung besteht und trotzdem eine vollkommen gleichmäßig ringförmige Leuchterscheinung zustande kommt, fällt dieses Bedenken weg.

2) A. Fowler und R. J. Strutt, Proc. Roy. Soc. Series A 85, 377—88, 1911. — In einer etwas späteren Arbeit (Proc. Roy. Soc. Series A 86, 262 ff., 1911 wird der elektrodenlose Ringstrom zur Darstellung des aktiven Stickstoffs benützt.

3) W. A. Hagenbach und W. Frey diese Zeitschr. 18, 544—47, 1917. Sie beschreiben auch das Nachleuchten bei Verwendung von Stickstoff.

Über ein mechanisches Modell zur Darstellung gasmechanischer Zustandsänderungen und der Entropie.

Von Richard v. Dallwitz-Wegner.

Mit der in Fig. 1 schematisch dargestellten Maschine kann man nicht nur alle Zustandsänderungen, umkehrbare und nicht umkehrbare eines Gases und die gasmechanischen Gesetze durch Bewegungen von Massen sichtbar veranschaulichen, das Modell zeigt auch „Entropie", und erläutert diesen Begriff in mechanischer Weise. Das Modell, das bei A. Pfeiffer in Wetzlar zu haben ist, zeigt auch, daß die Gasgesetze gültig bleiben, wenn die Molekeln gar keine fortschreitenden, sondern nur Rotationsbewegungen um Kraftzentren ausführen würden, und liefert dadurch Anklänge an die Vorgänge im Bohrschen Atommodell.

In einem genau horizontal ausgerichteten Arm B, der um die Welle W in der horizontalen Ebene rotiert, befindet sich eine Rinne, in der eine Masse M in radialer Richtung reibungslos rollen kann. Zur Vereinfachung der Rechnungen wird angenommen, daß der Arm B und die Welle W masselos sind, auch von der Reibung wird hier ganz abgesehen. Die Masse M bewegt sich mit der Umlaufsgeschwindigkeit u in der Pfeilrichtung im Kreise herum, in einem Abstand r vom Mittelpunkt der Bewegung. Die Masse M besitzt die Energie

$$E = M\frac{u^2}{2}, \qquad (1)$$

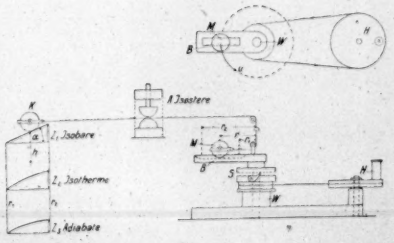


Fig. 1.

und strebt mit der Kraft

$$G = M\frac{u^2}{r} \qquad (2)$$

nach außen. Die Masse M wird auf dem Radius r aber festgehalten durch eine Kraft

$$K \operatorname{tg} \alpha = G, \qquad (3)$$

die entweder durch ein Gewicht K erzeugt wird, das sich auf einem Zinkenblech Z_1 oder Z_2 oder Z_3 mit dem jeweilig passenden Steigungswinkel α der schiefen Ebene gegen die Horizontale in Verbindung mit M durch einen Schnurlauf bewegen kann, oder durch Arretierung der Verbindungsschnur bei A. Die Kraft $K \operatorname{tg} \alpha$ vertritt die die Masse M anziehende Zentralkraft. Die „innere" Energie E der Masse M bleibt konstant, da ja Reibung von der Betrachtung ausgeschlossen ist, so lange M nicht irgendwie von außen beeinflußt wird. Durch die Handkurbel H kann nun der Masse M die Energie e zugeführt werden (oder entzogen werden, solche Fälle seien aber nicht verfolgt), indem durch entsprechende Bewegung von H ein Gesperre S betätigt wird, das der rotierenden Rinne einen Impuls e erteilt. Dadurch wird im allgemeinen nicht nur die „innere" Energie E der Masse M, sondern auch die „äußere" Energie

$$E' = K \cdot h \qquad (4)$$

des Systems geändert. Ist der Impuls e unendlich klein, gleich de, so wird allgemein

$$de = dE + K\,dh = dE + G\,dr. \qquad (5)$$

Nun seien verschiedene Bewegungsarten der Masse M untersucht und dabei sei die Masse M fortlaufend mit einer gleich großen Gasmasse verglichen, die an Stelle der Umlaufsgeschwindigkeit die fortschreitende (Molekel) Geschwindigkeit u besitzt, und deren Volumen V bei den Anfangsbedingungen stets gleich r sei, etwa in der Weise, daß das Gas einen Zylinder füllt vom Querschnitt 1 und der jeweiligen Länge r. Es sei die Gastemperatur

$$T = \frac{M u^2}{3R} = \frac{0{,}667}{R}\frac{M u^2}{2} = \frac{0{,}667}{R} \cdot E \qquad (6)$$

(nach Gleichung [1]),

nach der bekannten Beziehung der kinetischen Gastheorie. Das u der Gase und der Masse M des Modells sei also stets identisch. Das Gasvolumen war bei den Anfangsbedingungen

$$V = r, \qquad (7)$$

infolge davon wird der Gasdruck

$$P = 0{,}333\,\frac{M u^2}{r} = \frac{G}{3} \text{ (nach [2])}. \qquad (8)$$

Die allgemeine Wärmegleichung der Gase in Parallele zu (5) ist, wenn unter M die Masse eines kg-Gewichts verstanden wird:

$$dq = c_v\,dT + P\,dv = c_v\,dT + RT\frac{dv}{v}. \qquad (9)$$

Zur Erläuterung dieser Festsetzungen seien einige Zustandsänderungen vergleichsweise verfolgt:

α) Isostere Zustandsänderung: Die Masse M rotiere mit der Umlaufsgeschwindigkeit u_1 auf der Kreisbahn mit dem Radius r_1. Es ist nach (1)

$$E_1 = M\frac{u_1^2}{2} \qquad (10)$$

und nach (2)

$$G_1 = M\frac{u_1^2}{r}. \qquad (11)$$

Dem Streben G_1 der Masse M nach außen halte das Gewicht K mit der Kraft $K \operatorname{tg} \alpha$ gerade das Gleichgewicht. Wird nun die K und M verbindende Schnur bei A festgeklemmt, und der Masse M durch Bewegung der Kurbel H ein Bewegungsimpuls e erteilt, so kann sich E' nach (4) nicht ändern, die „äußere" Energie muß konstant bleiben, und in (5) ist $dE' = 0$. Durch die Energie e kann nur die „innere" Energie E_1 der Masse M nach (1) geändert werden. Es ist deshalb in (5)

$$de = dE. \qquad (12)$$

Steigt durch die Energiezufuhr e die Umlaufsgeschwindigkeit der Masse M von u_1 auf u_2, so ist nach dem Impuls

$$E_2 = E_1 + e = M\frac{u_2^2}{2}, \quad G_2 = M\frac{u_2^2}{r_1},$$

und es ist

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{G_2}{G_1}, \quad r_1 = r_2. \qquad (13)$$

In Fig. 2 ist ab die „Isostere" der Maschine in einem Gr-Zinken. Wird ein Gas in ein Gefäß eingeschlossen, so daß trotz Zuführung der Wärmemenge dq sein Volumen sich nicht ändern kann, so wird nach den Analogien 6, 7, 8 und 9 und nach (12) und (13)

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{E_2}{E_1} = \frac{P_2}{P_1} = \frac{G_2}{G_1}, \quad dq = c_v\,dT. \qquad (14)$$

Die Gas-Isostere ist in Fig. 2 durch ef im Gr- bzw. Pv-Achsenkreuz wiedergegeben, die Ordinaten sind nur ein Drittel so hoch, als die Modellordinaten, nach (8).

Nach (12) wird der Impuls

$$e = \int_1^2 dE = \frac{M}{2}(u_2^2 - u_1^2), \qquad (15)$$

nach (14) wird aber die zugeführte Wärmemenge

$$q = c_v\int_1^2 dT = c_v(T_2 - T_1) =$$

$$= \frac{c_v \cdot 0{,}667}{R}\,\frac{M}{2}(u_2^2 - u_1^2). \qquad (16)$$

Wie sich leicht nachweisen läßt, ist aber ganz allgemein

$$c_v = \delta \cdot 1{,}5 \cdot R = \frac{\delta \cdot R}{0{,}667}, \qquad (17)$$

worin δ den Faktor bedeutet, der bei einer Temperaturerhöhung eines Gases von T_1 (mit einer Fluggeschwindigkeit u_1) auf T_2 (mit einer Fluggeschwindigkeit der Molekeln u_2, angibt) wievielmal größer die Zunahme der Gesamtenergie der Molekeln,

$$= c_v (T_2 - T_1) \cdot 427 \text{ kgm/kg}$$

geworden ist, als die Zunahme der Flugenergie,

$$= M \cdot (u_2^2 - u_1^2) : 2 \text{ kgm/kg},$$

δ bemißt also die Gesamtenergiezunahme als Vielfaches der Flugenergiezunahme, was hier berücksichtigt werden muß, da der Masse M des Modells nur Flugenergie gegeben wird.

$$c_v (T_2 - T_1) = \delta \cdot \frac{M}{2} (u_2^2 - u_1^2). \qquad (18)$$

(c_v in mechanischem Maß).

Man findet den Wert von δ leicht durch numerische Feststellung dieser Beziehung mit irgendeinem Gas. Der Energieüberschuß steckt bei den zweiatomigen Gasen nach der allgemeinen Annahme in ihrer Zunahme an Drehenergie mit der Flugenergie, bei den zweiatomigen Gasen ist $\delta = 1{,}66$ bei gewöhnlicher Temperatur. Bewertet man nach (6) die Temperatur numerisch genauer, und setzt man c_v nach (17) ein, so wird also (16)

$$\bar{q} = c_v \int_1^2 dT = \delta \cdot \frac{M}{2} (u_2^2 - u_1^2), \qquad (19)$$

ein Wert, der sich von dem für e in (15) nur durch den Faktor δ unterscheidet. Würde man die Masse M des Modells ebenfalls entsprechend und in Abhängigkeit von der Umlaufsgeschwindigkeit u rotieren lassen können, so würde in (15) ebenfalls ein Faktor δ auftreten, der unter Umständen auch ebenso groß sein kann. Im Faktor 5 können aber auch noch andere Energien als Drehenenergien stecken. Aber bei den einatomigen Gasen, bei denen nach den neuen Atomanschauungen keine Drehenergien auftreten können, findet man faktisch $\delta = 1$, bzw. $\varkappa =$ ca. 1,68.

Um nun auch den Begriff der Entropie in diese Betrachtung einzuführen, ist zu beachten, daß die allgemeine Gleichung (5) durch Einführung des integrierenden Faktors $1/E$ zu einem vollständigen Differential wird. Die entstehende Größe sei σ genannt. Es ist nach (1) und (2)

$$\frac{de}{E} = d\sigma = \frac{dE}{E} + \frac{G}{E}\, dr = 2\frac{du}{u} + 2\frac{dr}{r}. \qquad (20)$$

Die Entropiegleichung der Gase nach (9)

$$\frac{dq}{T} = dS = c_v \frac{dT}{T} + R\frac{dv}{v}$$

kann durch Einführung der Bedeutung von T aus (6) und durch Zerlegung von c_v nach (17) auf die analoge Form gebracht werden

$$\frac{dq}{E} = dS = 2\delta \frac{du}{u} + 0{,}667 \frac{dv}{v}. \qquad (21)$$

Bei isosteren Zustandsänderungen ist dr/r wie $dv/v = 0$. Es wird nach (20)

$$\sigma_2 - \sigma_1 = \int_1^2 \frac{dE}{E} = l_n \frac{E_2}{E_1} = l_n \left(\frac{u_2}{u_1}\right)^2, \qquad (22)$$

und bei Gasen nach (21)

$$S_2 - S_1 = \delta \int_1^2 \frac{dE}{E} = \delta\, l_n \frac{E_2}{E_1} = \delta\, l_n \left(\frac{u_2}{u_1}\right)^2. \qquad (23)$$

Die isostere Entropie der Modellmasse M und des Gases von der Masse M ist also gleich, bis auf den Faktor δ beim Gas, der, wie schon gesagt, bei einem entsprechend verbesserten Modell auch auftreten kann. Zunächst mag auffallen, daß $d\sigma$ in (22) und dS in (23) gar keine Größe mehr enthält, die von der Masse M abhängt. Das liegt aber daran, daß E, der Divisor von de und dq die Größe der Masse enthält. E ist nicht wie T eine reine Zahl, und die Masse erscheint deshalb erst in der Energiegleichung für e und q, die Entropie $d\sigma$ und dS ist hier eine Zahl, die sich auf die Masseneinheit bezieht, ein Energieverhältnis, das Verhältnis der zugeführten Energie zur Energie E, die die bewegte Masse schon besitzt. Und σ oder S ist das logarithmische Verhältnis der Energie E_2 nach der Energiezufuhr zur Energie E_1 vor der Energiezufuhr. Es wird sich zeigen, daß das Gleiche bei allen Zustandsänderungen der Fall ist, und am Schlusse wird sich diese Erscheinung näher kennzeichnen lassen.

Nach der Energiezufuhr e bzw. q ist das Gleichgewicht zwischen M und außen (K), bzw. zwischen dem erwärmten Gasquantum und außen gestört, die Masse M ist gegen K jetzt arbeitsfähig, ebenso ist das Gas durch die isostere Zustandsänderung arbeitsfähig gegen außen geworden, wenn es vorher gegen außen im Gleichgewicht stand.

β) Adiabatische Zustandsänderung: Nach (11) betrug die Zentrifugalkraft vor dem isosteren Impuls $G_1 = M u_1^2/r_1$, der durch die Kraft K tg α auf dem Zinkenblech Z_1 das Gleichgewicht gehalten wurde. Nach dem Impuls e betrug die Zentrifugalkraft $G_2 = M u_2^2/r_1$. Würde die Arretierung A der Schnur nun gelöst, so würde die Masse M beschleunigt nach außen wandern. Dabei würde r zunehmen, G ab-

nehmen. Bei einem gewissen Wert r' wäre dann wieder die Zentrifugalkraft $G = G_1$, und M würde nach Schwingungen um r' zur Ruhe bei r' kommen.

Diese Zustandsänderung von r_1 nach r' wäre aber nicht „umkehrbar", um sie „umkehrbar" zu machen, muß das Gewicht K vor Entarretierung der Schnur auf den Zinken Z_3, (Fig. 1) placiert werden, der an der Stelle, an der das Gewicht K zu lagern kommt, den Neigungswinkel α_2 besitzt, der der Bedingung genügt

$$\operatorname{tg}\alpha_2 = \operatorname{tg}\alpha_1 \frac{G_2}{G_1},$$

so daß nun $K \operatorname{tg}\alpha_2 = G_2$ ist. Im Sinne der in der Wärmemechanik üblichen Stipulationen muß G_2 unendlich wenig größer sein, als $K \operatorname{tg}\alpha_2$, damit sich die Masse M nach Entarretierung der Schnur bei A nun „umkehrbar" nach außen in Bewegung setzt. Hierbei leistet die Masse M die Arbeit $\int G\,dr = \int K\,dh$ auf Kosten ihrer eigenen Energie $E = Mu^2/2$ in einer adiabatischen Zustandsänderung, da eine andere Energiequelle nicht vorhanden ist, und die Zentrifugalkraft G nimmt infolge der entsprechenden Verminderung von u sowohl, als durch fortschreitende Vergrößerung von r schnell ab. Entsprechend muß der Neigungswinkel α des Zinkens Z_3 abnehmen, so daß stets $G = K \operatorname{tg}\alpha$ ist (abgesehen von dem notwendigen unendlich kleinen Überschuß für G, den man ja nicht zu beachten pflegt). Das Zinkenblech Z_3 läßt die Kurve für α erkennen. Bei einer gewissen Stellung der Masse M über einen Radius r_3 soll die Kraft $G = G_1$ geworden sein, wie vor der isosteren Zustandsänderung. Entsprechend ist die Kurve des Zinkens Z_3 als Bahn für K zu formen. Die energetischen Verhältnisse und die Bahngleichung erhält man (vorausgesetzt, daß die wechselnde Neigung der Schnur gegen die Horizontale zu vernachlässigen ist), wie folgt:

Wenn ein Gas vom Zustand T_1P_1 (die Modellmasse M vom Zustand $Mu_1^2/2$, G_1) isoster in den Zustand T_2P_2 ($Mu_2^2/2$, G_2) versetzt, und adiabatisch in den Zustand T_3P_1 ($Mu_3^2/2$, G_1) entspannt wird, so ist $V_3/V_1 = T_3/T_1$. Entsprechend ist hier

$$\frac{Mu_3^2}{Mu_1^2} = \frac{r_3}{r_1} \quad \text{und} \quad \frac{Mu_3^2}{r_3} = G_1,$$

also

$$u_3^2 = r_3 \frac{u_1^2}{r_1}. \tag{24}$$

Ferner ist bei adiabatischer Zustandsänderung

$$K\,dh = G\,dr = M\frac{u^2}{r}\,dr = -Mu\,du,$$

$$\text{oder (20)} \quad dr/r = -du/u,$$

also nach (24)

$$u_3^2 = u_2^2\left(\frac{r_1^2}{r_3^2}\right) = r_3\frac{u_1^2}{r_1} \tag{25}$$

und

$$r_3 = r_1\left(\frac{u_2}{u_1}\right)^{2/3}. \tag{26}$$

Allgemein ist aus (24)

$$u^2 = u_2^2\left(\frac{r_1}{r}\right)^2,$$

oder

$$G = \frac{Mu^2}{r} = \frac{Mu_2^2}{r_1}\left(\frac{r_1}{r}\right)^3 = G_2\left(\frac{r_1}{r}\right)^3.$$

Es ist also

$$G_2 G = r^3/r_1^3, \tag{27}$$

die Zentralkraft nimmt mit der dritten Potenz von r ab (mit einer Volumendimension).

Aus (27) folgt

$$\frac{Mu_2^2}{Mu^2} = \frac{r^2}{r_1^2} \tag{28}$$

und

$$G = K \operatorname{tg}\alpha, \quad \frac{G_2}{K}\frac{r_1^3}{r^3} = \operatorname{tg}\alpha = \frac{dh}{dr},$$

und daraus wird die Bahngleichung des Zinkens Z_3

$$h - h_2 = 2\frac{Mu_2^2}{2K}\left(1 - \left(\frac{r_1}{r}\right)^2\right) = r - r_1.$$

Das ist auch das Anziehungsgesetz der Masse M in bezug auf das Zentrum der Bewegung.

Die geleistete „äußere Arbeit" bei der adiabatischen Zustandsänderung wird (28)

$$\left.\begin{aligned} K(h - h_2) &= 2\frac{Mu_2^2}{2}(1 - r_1^2/r^2) = \\ &= 2\frac{M}{2}(u_2^2 - u^2). \end{aligned}\right| \tag{29}$$

Die Arbeit $K(h_2 - h_3)$ ist in Fig. 2 unter der Kurve bc abgebildet.

Die entsprechende adiabatische Gasarbeit wäre (vgl. [6] und [17])

$$\left.\begin{aligned} &\frac{RT_2}{\varkappa - 1}\left(1 - \left(\frac{V_1}{V_3}\right)^{\varkappa - 1}\right) = c_v(T_2 - T_3) = \\ &= 0{,}667\frac{M}{2}(u_2^2 - u_3^2) = \delta\frac{K(h_3 - h_2)}{3} \end{aligned}\right| \tag{29a}$$

Was seinen Grund darin hat, daß $P = G/3$ ist, alle Gasordinaten sind in Fig. 2 für gleiche Werte von u nur ein Drittel so groß, wie die Modellordinaten (vgl. [8]). Wegen der Drehenergie der Molekeln tritt aber wieder der Drehfaktor δ auf, und r_3-Gas wird größer als r_3-Modell. Hätten die Gasmolekeln anstatt der fortschreitenden Geschwindigkeit u eine Rotationsgeschwindigkeit u, so wären die Arbeiten beim Gas und beim Modell gleich groß, bis auf den Faktor δ.

Da in (5, 9, 20, 21) de bzw. $dq = 0$ ist, so ist in (20)

$$-dE/E = 2\,dr/r,$$

woraus das Volumengesetz (27) ohne weiteres hervorgeht.

γ) Isobare Zustandsänderung: Die Umlaufsgeschwindigkeit der Masse M betrage wie am Anfang der Betrachtungen im Absatz (α) vor der isosteren Zustandsänderung u_1, und die Zentrifugalkraft $G_1 = M u_1^2/r_1$. Soll nun der Zustand der Masse M „isobar" geändert werden, so muß wie bei einem isobar erwärmten Gas bei Energiezufuhr der Druck, hier der Zentrifugaldruck

$$\frac{M u_1^2}{r_1} = G_1 = \frac{M u^2}{r} = \text{Konstans} = \operatorname{tg}\alpha \quad (30)$$

sein. Das Gewicht K ist also auf dem Zinkenblech Z_1 mit konstantem Neigungswinkel α zu lagern. Wird der Masse M nun durch Bewegung der Handkurbel H die Energie e zugeführt, so daß die Umlaufsgeschwindigkeit u_1 der Masse M auf u_3 steigt, so wird wegen (30)

$$\frac{M u_1^2}{M u_3^2} = \frac{r_1}{r_3}, \text{ entsprechend } \frac{T_1}{T_3} = \frac{V_1}{V_3} \quad (31)$$

bei isobaren Gas-Zustandsänderungen.

Im Gr- bzw. PV-Zinken (Fig. 2) bildet ac bzw. eg die Isobare ab.

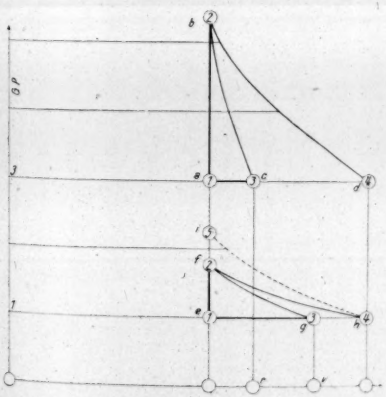


Fig. 2.

Die zugeführte Energie ist nach (5) und (9)

$$e = \int_1^3 dE + \int_1^3 G\,dr = \frac{M}{2}(u_3^2 - u_1^2) + G(r_3 - r_1) \quad (31)$$

und mit Berücksichtigung von (6), (17) und (8)

$$q = c_v \cdot \int_1^3 dT + \int_1^3 P\,dV = c_v(T_3 - T_1) + P(V_3 - V_1) = \delta\frac{M}{2}(u_3^2 - u_1^2) + \frac{G}{3}(r_3 - r_1). \quad (32)$$

Nach Gleichung (20) und (21) wird

$$\left.\begin{aligned} \sigma_3 - \sigma_1 &= \int_1^3 \frac{dE}{E} + 2\frac{dr}{r} = \\ &= \int_1^3 \frac{r\,dE + 2E\,dr}{Er} = l_n\frac{E_2}{E_1} + l_n\left(\frac{r_3}{r_1}\right)^2, \end{aligned}\right| \quad (33)$$

$$\left.\begin{aligned} S_3 - S_1 &= \int_1^3 \delta\frac{dE}{E} + 0{,}667\frac{dV}{V} = \\ &= \delta\int_1^3 \frac{V\,dE + (\varkappa - 1)E\,dV}{EV} = \\ &= \delta\left[l_n\frac{E_3}{E_1} + l_n\left(\frac{V_3}{V_1}\right)^{\varkappa-1}\right], \end{aligned}\right| \quad (34)$$

(letztere Umformung nach [17]). Es ist aber nach (28) und allgemeinen Beziehungen der Wärmemechanik

$$\left.\begin{aligned} l_n\left(\frac{r_3}{r_1}\right)^2 = l_n\frac{E_2}{E_3}, \text{ bzw. } l_n\left(\frac{V_3}{V_1}\right)^{\varkappa-1} = \\ = l_n\frac{T_2}{T_3} = l_n\frac{E_2}{E_3}. \end{aligned}\right| \quad (35)$$

Hierin bedeutet nach Absatz (β) die Energie E_2 diejenige Energie, die die Masse M nach der isosteren Zustandsänderung vor Beginn der adiabatischen Bewegung besaß. Es ist also

$$E_2 = E_3 + A, \quad (36)$$

worin A diejenige adiabatische Arbeit bedeutet, die die Masse des Modells oder des Gases leisten würde, wenn sie vom Zustand $r_1 G_2$ bzw. vom Zustand $V_1 P_2$ in den Zustand $G_3 r_3 E_3$ bzw. $V_3 P_3 E_3$ expandieren würde, oder, die aufgewendet werden müßte, wenn die Masse vom Endzustand E_3 auf das Anfangsvolumen V_1 bzw. r_1 adiabatisch zurückgebracht werden würde. Jedenfalls bedeutet A eine Arbeit, eine Energie, und darauf kommt es hier an. Es wird nun nach (33), (34), (35), (36)

$$\sigma_3 - \sigma_1 = l_n\left[\left(\frac{E_3}{E_1}\right)\cdot\left(\frac{E_2}{E_3}\right)\right] = l_n\frac{E_3 + A}{E_1} = \int_1^3 \frac{dE}{E},$$

$$S_2 - S_1 = \delta\, l_n\frac{E_3 + A}{E_1} = \delta\int_1^3 dE/E. \quad (37)$$

Die isobare Entropie bedeutet beim Modell und beim Gas also wieder ein Verhältnis von

Energien, die dem Körper, der Masse M angehören, oder sich auf sie beziehen, ohne jede dunkle Beziehung auf etwas, das außerhalb dieses Arbeitssystems sich befindet.

δ) Isotherme, polytrope und nicht umkehrbare Zustandsänderung: Die Umlaufsgeschwindigkeit der Masse M betrage u_2 und die Zentrifugalkraft $G_2 = M u_2^2/r_1$, wie bei Beginn der adiabatischen Zustandsänderung im Absatz (β), entsprechend dem Punkt b im Gr-Zinken (Fig. 2). Nun soll der Masse durch Bewegung der Handkurbel H Energie so zugeführt werden, daß M nach außen wandert, das Gewicht K anhebend, ohne daß die Umlaufsgeschwindigkeit u_2 sich ändert. Bei Gasen ist bei isothermer Expansion $P_2/P = V/V_2$, entsprechend soll beim Modell sein

$$\frac{M u_2^2}{r_1} : \frac{M u^2}{r} = \frac{G_2}{G} = \frac{r}{r_1} = \frac{r}{r_2},$$

oder

$$G = G_2 \frac{r_1}{r} = E \operatorname{tg} \alpha,$$

und

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{G_2}{K} \frac{r_1}{r} = \frac{dh}{dr} = \frac{M u_2^2}{K} \frac{1}{r}.$$

Dieser Bedingung muß das Zinkenblech genügen, auf dem das Gewicht K in Verbindung mit der Masse M gleitet. Es wird daraus als Bahngleichung von K

$$h - h_1 = \frac{M u_2^2}{K} l_n \frac{r}{r_1}. \tag{38}$$

In Fig. 1 veranschaulicht Z_2 das Zinkenblech der Isothermen. Wird die isotherme Zustandsänderung fortgesetzt, bis $G_4 = G_1$ bei $r = r_4$ geworden ist, so wird die isotherme Arbeit oder der Impuls

$$e = K(h_4 - h_1) = 2 \frac{M u_2^2}{2} l_n \frac{r_4}{r_1}. \tag{39}$$

Die Gleichung ergibt sich auch ohne weiteres aus (5). Für Gase wird aus (9) und (6)

$$q = RT l_n \frac{V_3}{V_1} = 0{,}667 \frac{M u_2^2}{2} l_n \frac{V_4}{V_1} = \frac{e}{3}. \tag{40}$$

Zu Gleichung 29a wurde schon der Divisor 3 in den Arbeitsgleichungen besprochen. In Fig. 2 ist bd die gleichseitige Hyperbel des Modells, fh die des Gases. In Gleichung (20) und (21) wird, da E konstant bleibt, (vgl. [17])

$$\left.\begin{aligned} \sigma_4 - \sigma_1 &= \int_1^4 2\,dr/r = l_n \left(\frac{r_4}{r_1}\right)^2, \quad S_4 - S_1 = \\ &= \int_1^4 0{,}667\; dV/V = \delta l_n \left(\frac{V_4}{V_1}\right)^{x-1}. \end{aligned}\right\} \tag{41}$$

Hierin ist wieder, wie zu (33, 34, 35) ausgeführt wurde,

$$l_n \left(\frac{r_4}{r_1}\right)^2 = l_n \left(\frac{E_5}{E_4}\right), \quad \text{bzw. } l_n \left(\frac{V_4}{V_1}\right)^{x-1} = l_n \frac{E_5}{E_4}, \tag{42}$$

worin

$$E_5 = E_4 + A'. \tag{43}$$

eine Energie bedeutet, die die Masse M des Modells oder des Gases erlangen würde, wenn sie vom Zustand E_4 rückwärts auf das Volumen r_1 bzw. V_1 adiabatisch unter einem adiabatischen Arbeitsaufwand A' gebracht würde. Es wird demnach die istotherme Entropie, bis auf den Faktor δ gleichartig beim Modell und beim Gas:

$$\left.\begin{aligned} \sigma_4 - \sigma_1 &= l_n \frac{E_4 + A'}{E_4}, \quad \text{bzw. } S_4 - S_1 = \\ &= \delta\, l_n \frac{E_4 + A''}{E_4} = c_v l_n \frac{E_4 + A''(T)}{T_4}. \end{aligned}\right\} \tag{44}$$

In Fig. 2 ist fh die Isotherme des Gases und unter ih ist die adiabatische Arbeit A'' veranschaulicht, die auf das Gas angewendet werden müßte, wenn es vom Zustand $V_4 E_4$ auf das Volumen V_1 mit der Energie $E_5 = E_4 + A''$ verdichtet werden würde. Es würde also in i die Energie E_5 besitzen, und Gleichung (44) bewertet die Entropie so, als wäre es isoster von f nach i erhitzt worden, von wo es dann adiabatisch ohne weitere Wärmezufuhr in den Zustand h mit der Energie E_4 gelangen kann. Wird das Gas umgekehrt von h nach f isotherm verdichtet, so ist entsprechend die Entropie der Masse M des Modells,

$$\sigma_1 - \sigma_4 = -(\sigma_4 - \sigma_1) = -l_n \frac{E_4 + A}{E_4} = l_n \frac{E_4}{E_4 + A},$$

und entsprechend beim Gas.

Ebenso war es bei der isobaren Entropie nach (37), und ebenso ist es überhaupt bei jeder beliebigen polytropen Zustandsänderung, die man durch entsprechende Zinkenbleche auch mit dem Modell darstellen kann. (Dies gilt auch für nicht umkehrbare Zustandsänderungen [vgl. Absatz β.]) Erfährt ein Stoff ganz allgemein eine Zustandsänderung von einem Anfangsvolumen zu einem Endvolumen V_n und V_{n+1}, wobei auch $V_n = V_{n+1}$ sein kann, bei Volumenänderungen aber V_{n+1} aber stets das größere Volumen bedeuten soll, unter einer beliebigen Wärmezufuhr oder Wärmeabfuhr, und ist entsprechend der meßbare End-Energiegehalt des Stoffes E_n und E_{n+1}, so ist die Entropie beim Modell und bei Gasen (bis auf δ)

$$\int dS = \int dE/E = \pm \delta l_n \frac{E_{n+1} + A}{E_n} = \pm (S_{n+1} - S_n), \quad (45)$$

wobei bei Ausdehnungen das Plus-, bei Verdichtungen das Minuszeichen gilt; bleibt das Volumen konstant, so ist $A = 0$; beim Modell und den einatomigen Gasen ist $\delta = 1$. Nach Gleichung (37) im Absatz (β) und den allgemeinen wärmemechanischen Beziehungen erhält man zur eventuellen Berechnung der ideellen Arbeit A nach (29, 29a)

$$G_{n+1} = G_n \left(\frac{r_n}{r_{n+1}}\right)^3, \quad P_{n+1} = P_n \left(\frac{V_n}{V_{n+1}}\right)^\varkappa. \quad (46)$$

ε) Kreisprozesse. Mit dem Modell kann man auch jeden beliebigen gasmechanischen Kreisprozeß rein mechanisch veranschaulichen. Zur Darstellung des Carnot-Prozesses z. B. ergibt sich dann folgendes: Die erste (Expansions)-Isotherme wird mit einem isothermen Zinkenblech erzeugt, auf der das Gewicht K gleitet, es wird dabei um eine Höhe h_1 angehoben. Bei der darauf folgenden Adiabate auf einem entsprechenden Zinkenblech steigt das Gewicht K weiter um eine Höhe h_2. Die positive Gesamtarbeit beträgt $K \cdot (h_1 + h_2)$. Nun erfolgt Entziehung von Energie durch die Handkurbel E, und dann adiabatischer Rückgang der Masse M auf den Ausgangsradius r_1 beim Beginn des Prozesses auf entsprechenden Zinkenblechen, wobei das Gewicht K um die Höhen h_3 und h_4 herabsinkt. Die negative Gesamtarbeit beträgt $K \cdot (h_3 + h_4)$, und die Nutzarbeit $A_n = K \cdot [(h_1 + h_2) - (h_3 + h_4)] = K \cdot (h_1 - h_3) = K \cdot h_n$. Um die Höhe h_n steht am Schlusse des Kreisprozesses das Gewicht K höher, als am Beginn. (Die Verbindungsschnur ist so lang anzunehmen, daß sie bei allen Höhenänderungen von K als horizontal angesehen werden kann, oder die Abweichung davon ist bei der Formung der Zinkenbleche in Rechnung zu setzen.) Die Entropie ist nach (45) am Schlusse des Prozesses dieselbe, wie am Beginn. Den Wirkungsgrad und alles übrige ergibt das Modell, wie es sich auch bei Gasen berechnet, worauf hier nicht näher eingegangen zu werden braucht.

Durch Wiederholung des Prozesses vermag man das Gewicht K immer höher zu heben, durch $n$malige Wiederholung wird es um $n \cdot h_n$ angehoben. Die Nutzarbeit der n-Kreisprozesse beträgt demnach $n \cdot K \cdot h_n$. Der Arbeitsaufwand $n \cdot K \cdot h_1$ an der Handkurbel H ist aber bedeutend größer, als die Nutzarbeit, im Maße des Wirkungsgrades des Prozesses

$$\eta = \frac{u_1^2 - u_3^2}{u_1^2} = \frac{T_1 - T_2}{T_1},$$

wie die Gasmechanik ihn stipuliert. Die vom Arbeitsaufwand $n \cdot K \cdot h_1$ abgehenden Bremsarbeiten $n \cdot K \cdot h_3$, die „isothermen Kompressionsarbeiten" können aber beim Modell nutzbar gemacht werden, da es sich um eine rein mechanische Vorrichtung handelt, zum Unterschied von der Kreisprozeßarbeit eines Gases.

Zusammenfassung.

Es wird ein mechanisches Modell beschrieben, an dem sich die gasmechanischen Gesetze qualitativ und quantitativ demonstrieren lassen. Bei dem Modell leistet eine rotierende Bewegung von (atomistischen) Massen um Zentralkräfte qualitativ dasselbe, wie die fortschreitende Bewegung der Gasmolekeln, eine Erscheinung, die vielleicht für eine kinetische Theorie der Flüssigkeiten und festen Körper (der Elastizität) fruchtbar werden kann. Bei tiefen Temperaturen sollen ja auch die Bestandteile der Gase rotatorische Bewegungen und Kraftzentren ausführen (Nernst, Die theoretischen und experimentellen Grundlagen des neuen Wärmesatzes, S. 164), wie die Masse M hier um die Welle W. Dabei wäre dann die veränderte Bedeutung der Bewegungsgeschwindigkeit u für das Maß des Druckes nach Gleichung (8) zu beachten. Das mechanische Modell zeigt auch Entropie, wie Gase, als logarithmisches Verhältnis der jeweiligen energetischen Zustände der bewegten Massen.

(Eingegangen 22. November 1920.)

Über die Grundlagen der Relativitätstheorie.

Von Ed. Guillaume und Ch. Willigens.

1. Die vorliegende Arbeit hat den Zweck, einen neuen Standpunkt in der Relativitätstheorie, der von einem der Verfasser bereits im Jahre 1917[1]) eingeführt worden ist, bekannt zu machen. Es sind seither darüber mehrere Abhandlungen erschienen[2]). Vorausgesetzt wird, daß es eine empfindbare Zeit und einen empfindbaren Raum gibt. Unsere Algorithmen sind

1) Ed. Guillaume, Les bases de la physique moderne. Archives des sciences physiques et naturelles (4) **43**, 5, 89, 185, 1917.

2) Ed. Guillaume, La théorie de la relativité en fonction du temps universel. Ibid. (4) **46**, 281, 1918. Représentation et mesure du temps. Ibid. (5) **2**, 125, 1920. Sur l'impossibilité de considérer comme des périodes les paramètres représentant le temps dans la théorie de la relativité restreinte. Ibid. (5) **2**, 248, 1920. Les bases de la théorie de la relativité: Revue générale des sciences, 15 avril 1920.
Ch. Willigens, Représentation géométrique du temps universel dans la théorie de la relativité restreinte. Arch. des sc. phys. et nat. (5) **2**, 289, 1920.

nur Darstellungsmittel, die sorgfältig von der Wirklichkeit zu unterscheiden sind. Diese Auffassung hat seinerzeit Poincaré in seinen Betrachtungen über die euklidische und nichteuklidische Geometrie vertreten. Beide können zur Darstellung des Raumes dienen, ebensogut wie kartesische, Polar- oder pentasphärische Koordinaten. Um vorliegende Abhandlung, mit Rücksicht auf die Verhältnisse, kurz zu fassen, setzen wir die spezielle Relativitätstheorie (S. R. T.), als dem Leser wohl bekannt voraus.

Diese wollen wir in der Hauptsache hier besprechen.

2. Die S. R. T. läßt sich, wie bekannt, auf die Untersuchung der Lorentz-Transformation (L. T.) zurückführen. Diese schreiben wir in der bekannten Form:

$$\left.\begin{aligned} x_1 &= \beta(x_2 + \alpha c_0 \tau_2);\ c_0\tau_1 = \beta(c_0\tau_2 + \alpha x_2) \\ y_1 &= y_2 \quad z_1 = z_2 \quad \alpha = v : c_0 \quad \beta^2 = 1 : (1-\alpha^2). \end{aligned}\right| \quad (1)$$

Die Frage, welche wir uns stellen, ist folgende: Welches ist der „Sinn" der L. T., oder welchem „Bilde" entspricht sie? — Man kann unendlich viele Korrespondenzen zwischen den Werten einer Veränderlichen und den Punkten eines Kontinuums aufstellen (Cantor-Dedekindsches Postulat). Es gibt also unendlich viele Bilder, die der L. T. entsprechen.

Wir nehmen wie gewöhnlich an, daß x_1, y_1, z_1 und x_2, y_2, z_2 die kartesischen Koordinaten zweier rechtwinkliger Systeme S_1 (x_1, y_1, z_1) und S_2 (x_2, y_2, z_2) bedeuten. Diese bewegen sich gleichförmig und geradlinig mit der Geschwindigkeit v längs der Achsen Ox_1, Ox_2, welche zusammenfallen. Der Nichtrelativist bemerkt aber sofort: „Ist eine solche Bewegung nicht durch die Formeln:

$$x_1 = x_2 + vt \quad y_1 = y_2 \quad z_1 = z_2 \qquad (2)$$

dargestellt?" — Wir wollen also untersuchen, wie (1) zu deuten ist, damit die Formeln (2) zulässig sind.

3. Zuerst eine Bemerkung über die Lichtgeschwindigkeit c_0. Diese Zahl ist willkürlich, und wir werden als Haupteinheit der Zeit die „Lichtsekunde" einführen, welche dadurch definiert ist, daß die Geschwindigkeit eines jeden Lichtstrahls in einem Systeme gemessen (z. B. mit dem Fizeauschen Zahnrad) = 300000 km Lichtsek. Die „Lichtsekunde" ist von der irdischen wenig verschieden. In dieser Zeit durchläuft nämlich das Licht eine Strecke von 300000 km. Wir wollen aber bereits jetzt hervorheben, daß wir dazu geführt werden, die Zahl $c_0 = 300000$ mit einer Zeiteinheit, die von der soeben definierten verschieden ist, zu gebrauchen. (Vgl. Absatz 5.) Die Gleichungen kennen nur Zahlen und die physikalischen Bedeutungen, welche wir diesen beilegen, kommen mathematisch nicht in Betracht.

4. Ein erster Vergleich zeigt, daß in den Formeln (2) die Zeit durch einen einzigen Parameter t in den 2 Systemen S_1 und S_2 dargestellt ist. In den Formeln (1) dagegen ist sie für jedes System S_i durch einen neuen Parameter τ_i ausgedrückt. Daraus wollen die Relativisten den Schluß ziehen, daß jedes System S_i eine „eigene" Zeit besitze, daß die Zeit also ein vielfacher Begriff sei, der unter unendlich vielen Formen erscheinen kann. Wir dagegen setzen voraus, die Zeit sei ein einfacher Begriff, daß es aber unendlich viele Arten gibt, dieselbe auszudrücken. Die einparametrische Darstellung (t) kann durch eine mehrparametrische ersetzt werden. Beide sind natürlich gleichwertig, da es sich darum handelt eine und dieselbe Zeit darzustellen.

Um zu zeigen, daß es sich wirklich so verhält, bemerken wir zuerst, daß vor jedem τ der Faktor c_0 steht, welcher die Lichtgeschwindigkeit bedeutet. Da die Formeln homogen sein müssen, kann es nicht anders sein. Setzen wir also:

$$c_0\tau_1 = u_1 \quad c_0\tau_2 = u_2 . \qquad (3)$$

u_1 und u_2 sind Werte des „Lichtweges", welche in S_1 und S_2 in km gemessen werden. Nehmen wir nun an, der Beobachter im System S_1 stelle fest, daß in einer unendlich kleinen Zeit der Lichtweg um du_1 zunimmt. Für die Beobachter im Systeme S_2 hat diese Zunahme den Wert du_2. Man wird ganz von selbst dazu geführt anzunehmen, daß die Zunahmen du_1 und du_2 **gleichzeitig** stattfinden. Dies bedeutet, daß es einen Parameter t geben muß, so daß

$$du_1 = c_1\,dt; \quad du_2 = c_2\,dt . \qquad (4)$$

Wir werden diese physikalische Gleichzeitigkeitsdefinition ganz allgemein annehmen und voraussetzen, daß sich alle Zunahmen dx, dy, dz, du, gleichzeitig vollziehen.

Integrieren wir die Gleichungen (4), in welchen wir c_1 und c_2 als von t unabhängig voraussetzen:

$$u_1 = c_1 t + r_1; \quad u_2 = c_2 t + r_2 . \qquad (5)$$

Bestimmen wir die Konstanten c_1, c_2, r_1, r_2 durch Einsetzen in die zweite Gleichung (1), indem wir die symmetrische Rolle der Systeme beachten. Wir erhalten:

$$\left.\begin{aligned} u_1 = c_0\tau_1 = c_0 t + \frac{\beta-1}{\alpha\beta}\,x_2 = \frac{c_0}{\beta}\,t + \frac{\beta-1}{\alpha\beta}\,x_1 \\ u_2 = c_0\tau_2 = \frac{c_0}{\beta}\,t - \frac{\beta-1}{\alpha\beta}\,x_2 = c_0 t - \frac{\beta-1}{\alpha\beta}\,x_1 \end{aligned}\right| \quad (6)$$

Durch Einsetzen von u_2 in die erste Gleichung (1) erhält man sofort:

$$x_1 = x_2 + vt, \quad v = \alpha c_0 . \qquad (2a)$$

Dadurch werden unsere Annahmen bestätigt; man sieht ohne weiteres, daß bei der Darstellung der Zeit durch einen einzigen Parameter t sich beide Systeme fortbewegen, wie wenn sie starre Ganze wären, den Voraussetzungen entsprechend.

Die Formel

$$u_1 = \frac{c_0}{\beta} t + \frac{\beta - 1}{\alpha\beta} x_1$$

läßt ohne weiteres eine Deutung in den Minkowskischen Diagrammen zu.

Läßt man t unverändert und α alle möglichen Werte durchlaufen, so hüllt die Gerade im Achsensysteme (x_1, u_1) eine Kurve ein. Ändert sich nun t, so erhält man eine Schar von ähnlichen Kurven, mit dem Ursprung als Ähnlichkeitszentrum und t als Ähnlichkeitsverhältnisse. Behält man für α und c_0 die reellen Werte bei, sind diese Kurven dreispitzige Hypozykloiden. Für das Weitere verweisen wir auf die in der Literaturangabe erwähnte Arbeit von Ch. Willigens.

5. Aus dem Vorhergehenden folgt sofort, daß

$$\frac{du_1}{c_0} = d\tau_1 \quad \frac{du_2}{c_0} = d\tau_2 \tag{7}$$

verschiedene Maße der gleichen Dauer sein müssen. Erläutern wir dies an einem Beispiele. Nehmen wir an, es würde an einer Uhr die Zeit abgelesen, einerseits am großen, anderseits am kleinen Zeiger, auf der Minutenteilung des Zifferblattes. Für eine Dauer haben wir zwei Maße τ_g und τ_k, welche durch die Gleichung

$$\tau_g = 12\,\tau_k \tag{8}$$

miteinander verbunden sind. Für eine Stunde ist z. B.

$$\tau_k = 5 \qquad \tau_g = 60.$$

Die Umlaufszeiten Θ_g und Θ_k der Zeiger genügen dagegen der Gleichung

$$12\,\Theta_g = \Theta_k. \tag{9}$$

Durch Multiplizieren von (8) mit (9) erhält man

$$\Theta_g \tau_g = \Theta_k \tau_k. \tag{10}$$

das heißt, wenn eine Dauer mit Uhren verschiedener Perioden Θ_g, Θ_k... gemessen wird, so verhalten sich die erhaltenen Maße umgekehrt wie die Umlaufszeiten. Man wird aber vielleicht einwenden: Wenn c_0 die Lichtgeschwindigkeit in km/Lichtsek. bedeutet, so können $d\tau_1$ und $d\tau_2$ nur in Sekunden die Zeit angeben, welche das Licht braucht, um die Strecken du_1 und du_2 zu durchlaufen. Dies stimmt, wir sind aber nicht gezwungen immer die im Abschnitte 3 definierte Lichtsekunde beizubehalten. Die Zahl 300 000 bleibt, aber wir können annehmen, daß c_0 in der ersten Gleichung in km/sec ausgedrückt ist, in der zweiten dagegen in km mit einer anderen Zeiteinheit. Wir bestimmen diese, indem wir einfach bemerken, daß, wenn τ_1 und τ_2 wirklich dieselbe Dauer darstellen, es möglich sein muß in der R. T eine Invariante der Form (10) erscheinen zu lassen. Man erhält diese, indem man beachtet, daß τ_1 und τ_2 Lichtwege geteilt durch c_0 sind. Die Lichtwellen geben einen Dopplereffekt, der durch die bekannte Formel gegeben ist

$$\Theta_1 = \frac{\Theta_2}{\beta(1 + \alpha\cos\varphi_2)}, \tag{11}$$

wobei die Θ stets in Lichtsek. gemessen werden. Drücken wir die Lichtbewegung aus, indem wir in die zweite Gleichung (1) setzen

$$x_1 = c_0\,\tau_1\cos\varphi_1; \quad x_2 = c_0\,\tau_2\cos\varphi_2$$

und wir erhalten

$$\tau_1 = \tau_2\,\beta(1 + \alpha\cos\varphi_2) \tag{12}$$

aus (11) und (12) folgt durch Multiplikation

$$\Theta_1\,\tau_1 = \Theta_2\,\tau_2 = J(\Theta\tau), \tag{13}$$

was unsere Voraussetzungen bestätigt. Man kann dieser Invariante noch andere Formen geben.

$$\Theta_1\,c_1 = \Theta_2\,c_2 = \Lambda \tag{14}$$

$$\lambda_1\,u_1 = \lambda_2\,u_2 = J(\lambda u). \tag{15}$$

Wir raten dem Leser die Figuren zu zeichnen für einen ebenen Wellenzug, parallel zu xOy Man kann z. B.

$$\alpha = \frac{3}{5};\ v = 180\,000\ \text{km/sec};\ \beta = \frac{5}{4};$$

$$c_2 = c_0 = 300\,000\ \text{km sec};\ \cos\varphi_2 = \frac{1}{3}$$

$$\Theta_2 = \frac{1}{300\,000}\ \text{sec},\ u_2 = 10\ \text{km}$$

setzen, und man sucht wie diese verschiedenen Größen von S_1 aus erscheinen. Es ist zu bemerken, daß (14) und (15) nicht zur selben Figur führen, wenn man annimmt, daß λ_1 und λ_2 verschiedene Längen darstellen, in km ausgedrückt. Die grundlegende Frage der Wahl der Einheiten wollen wir übrigens jetzt erörtern.

6. Untersuchen wir zuerst die wahre Bedeutung der berühmten Lorentz-„Kontraktion". Findet die Bewegung von S_1 und S_2 nach den Gleichungen (2) statt, so kann von einer physischen Kontraktion nicht die Rede sein. Dieser Teil der Frage ist also gelöst. Es kann sich also nur um eine „fiktive" Kontraktion handeln, die ihren Grund in einer besonderen Art die Längen zu messen findet. Wir wollen ein Zahlenbeispiel behandeln, wobei wir für α, β, v, c_0, die oben angeführten Werte einsetzen. Wir bedienen uns einer Uhr, deren Zifferblatt in Lichtsekunden eingeteilt ist.

Betrachten wir auf S_1 im Zeitpunkte 3 sec die Punkte $x'_1 = 200\,000$ km; $x''_1 = 800\,000$ km.

Wir haben die beiden Punktereignisse
E'_1 (200000 km, 3 sec); E''_1 (800000 km, 3 sec).

a) Machen wir zuerst von der einparametrischen Darstellung der Zeit Gebrauch, d. h. von der ersten Gleichung (2). Wir erhalten sofort für die entsprechenden Punktereignisse E'_2 (— 340000 km; 3 sec); E''_2 (260000 km, 3 sec) Sie liegen in derselben Raumdistanz voneinander, wie E'_1 und E''_1, d. h. 600000 km. Wir berechnen die Zeit τ aus den Formeln (6). Denken wir uns den Beobachter auf S_1 und betrachten wir den ruhenden Punkt mit der Abszisse x_2 auf S_2. Da dieser Punkt ruhend ist, so muß $\Delta x_2 = 0$ sein, also $\Delta\tau_1 = \Delta t$.

Denken wir uns in jedem Punkte von S_1 „Lokaluhren" aufgestellt, welche die Werte von τ_1 angeben, so sehen wir, daß diese Uhren gleich rasch laufen, wie unsere Uhr, d. h. sie zeigen auch Sekunden an. Ihre Angaben sind aber um

$$\frac{\beta - 1}{\alpha\beta c_0} x_2$$

verschoben, je nach dem auf S_2 betrachteten Punkte. In unserem Falle ist z. B.

$$\tau'_1 = t + \frac{\beta - 1}{\alpha\beta}\frac{x'_2}{c_0} = 3 - \frac{1}{3} \times \frac{340000}{300000} = 2{,}622.$$

Die Verschiebung beträgt also — 0,378 Sek.

b) Benützen wir jetzt die mehrparametrische Zeitdarstellung, d. h. die Gleichungen (1). Wir müssen setzen:

$$\tau'_1 = \tau''_1 = 3 \text{ sec.}$$

und wir finden dann:

$$\tau'_2 = 3{,}25; \qquad \tau''_2 = 1{,}75$$
$$x'_2 = -425000 \qquad x''_2 = 325000.$$

Die Frage der zu wählenden Einheiten tritt hier besonders scharf hervor, und man muß sich nur wundern, daß sich die Relativisten nie dieselbe gestellt haben. Hier ist jedenfalls der Grund der unentwirrbaren Schwierigkeiten zu suchen, auf die man in der Relativitätstheorie gestoßen ist. Setzen wir, wie die Relativisten, voraus, daß man die Zeit in Sekunden und die Längen in km ausdrücken muß. Dann müssen den Punktereignissen E'_1 und E''_1 (siehe oben) folgende entsprechen:

$$\mathfrak{E}'_2 (-425000 \text{ km};\ 3{,}25 \text{ sec});$$
$$\mathfrak{E}''_2 (325000 \text{ km};\ 1{,}75 \text{ sec}),$$

deren Raumdistanz 750000 km beträgt.

Was bedeutet, daß den Punkten mit den Abszissen 200000 km und 800000 km im Augenblicke 3 sec. auf S_1, die Punkte mit den Abszissen — 425000 km und 325000 km zu den Zeiten 3,25 sec. und 1,75 sec. auf S_2 entsprechen? — Hier äußert sich Einstein in einer wirklich seltsamen Art. Einstein hat einfach angenommen, daß die Kilometer und die Sekunden auf S_2, von S_1 aus beurteilt, von dem verschieden erscheinen, was sie in S_1 sind. Die km von S_2 erscheinen kürzer, und zwar um gerade genug, damit die 750000 km auf S_2 sich mit den 600000 km auf S_1 decken. Einstein „erklärt" so die berühmte „Kontraktion", welche von Lorentz und Fitzgerald eingeführt worden ist, um das negative Resultat der Versuche von Michelson und Morley zu erklären. Anstatt also die Zahl 750000 als ein verschiedenes Maß (mit einer anderen Einheit als km gemessen) der Länge, die auf S_1 600000 km beträgt, zieht es Einstein vor, die km beizubehalten, sie aber gewissermaßen als „zusammenziehbar" zu betrachten, um im Raume das zur Deckung zu bringen, was sich sonst nicht decken könnte. Diese Konvention kommt darauf hinaus in verkappter Weise anzunehmen, daß die Zahl 750000 ein anderes Maß der Länge 600000 darstellt. Bezeichnen wir die neue Einheit mit $\Delta_{2,1}$, so ist

$$\Delta_{2,1} = \frac{1}{\beta}\text{ km} = \frac{4}{5}\text{ km}.$$

Die Indizes bedeuten, daß es sich um eine Strecke auf S_2, von S_1 aus beurteilt handelt. Da die beiden Systeme vollkommen gleichwertig sind, so hätte man

$$\Delta_{1,2} = \frac{1}{\beta}\text{ km} = \frac{4}{5}\text{ km}.$$

7. Nun stellt sich dieselbe Frage für die Zeit. Gehen wir vor wie Einstein, und denken wir uns eine Uhr, die auf S_2 mitgeführt wird. Da sie auf S_2 ruht, behauptet er, muß man $\Delta x_2 = 0$ setzen und es folgt so aus der zweiten Gleichung (1)

$$\Delta\tau_1 = \beta\,\Delta\tau_2. \qquad (16)$$

Für die Relativisten sind $\Delta\tau_1$ und $\Delta\tau_2$ von verschiedener Dauer, in Sekunden ausgedrückt und sie ziehen aus dieser Gleichung den Schluß, daß wenn die Uhr die Sekunde angibt

$$\Delta\tau_2 = 1 \text{ sec.}$$

diese Dauer von S_1 aus beurteilt etwas länger erscheint und $^5/_4$ sec. dauert. Will Einstein damit sagen, daß wenn die Uhrperiode 1 sec. ist, ($\Theta_2 = 1$ sec.) die scheinbare Dauer von S_1 aus beurteilt (eine Art von Dopplereffekt)[1]) $\Theta_1 = {}^5/_4$ sec. wäre? — Dies ist aber ausgeschlossen. Man kann nämlich schreiben:

$$\Delta n_1\,\Theta_1 = \beta\,\Delta n_2\,\Theta_2$$

wo Δn_1 und Δn_2 reine Zahlen sind. Setzt man

$$\Delta n_2 = 1 \quad \Theta_2 = 1,$$

1) Der Gedanke Einsteins ist durchaus unklar. Vgl. A. Einstein, Über das Relativitätsprinzip und die aus demselben gezogenen Folgerungen. Jahrb. d. Radioakt. und Elektr. **4**, 422, 1907, Zeile 10—15.

so ist

$$\Delta n_1 \Theta_1 = \beta \text{ sec.}$$

und man kann daraus für die scheinbare Periode Θ_1 keinen Schluß ziehen. Die Sache wird aber ohne weiteres klar, wenn man annimmt, daß $\Delta\tau_1$ und $\Delta\tau_2$ verschiedene Maße der gleichen Dauer sind, denn dies bedeutet, daß die betrachteten Perioden der Gleichung genügen.

$$\Theta_1 \Delta\tau_1 = \Theta_2 \Delta\tau_2$$

also

$$\Theta_1 = \frac{1}{\beta}\Theta_2.$$

Man hat sofort den Dopplereffekt für den besonderen Fall des auf Ox_2 senkrecht auffallenden Lichtstrahles, denn es ist:

$$\Delta x_2 = c_0 \Delta\tau_2 \cos\varphi_2 = 0,$$

also

$$\varphi_2 = \frac{\pi}{2}.$$

8. Die vorhergehenden Bemerkungen sind von grundlegender Bedeutung, denn in der Frage der Verschiebung der Spektrallinien in der A. R. T. macht Einstein von einer Relation der Form (16) Gebrauch. Man sieht aber, daß sich aus einer solchen kein Schluß ziehen läßt über die scheinbare Periode einer Lichtquelle. Übrigens hat Professor Julius bewiesen, daß die Beobachtungen die Behauptungen Einsteins nicht bestätigen[1]).

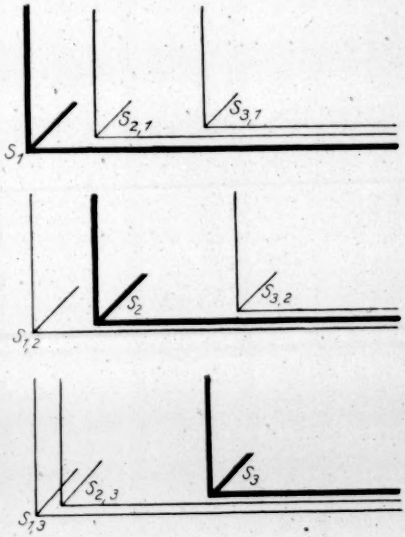
9. Zum Schlusse bringen wir noch einiges über die physikalische Bedeutung der S. R. T.[2]). Betrachten wir 3 Systeme und suchen wir die neue Regel für die Zusammensetzung der Geschwindigkeit abzuleiten. Betrachten wir zuerst den Geschwindigkeitsbegriff. In der Mechanik ist die Geschwindigkeit eines Punktes proportional dem Verhältnis der Wegzunahme Δs zur gleichzeitigen Zunahme $\Delta\varrho$ der Erdumdrehung. Dies kann man schreiben $\frac{\dot{s}}{\dot{\varrho}}$, wo $\dot{s}$ und $\dot{\varrho}$ die Ableitungen nach einem Parameter t sind, welcher die Zeit darstellt. Wir sagen, die Erde sei die „Zentraluhr" der mechanischen Vorgänge. In der *R. T.* ist in jedem Bezugssystem das Licht die Zentraluhr, und die Geschwindigkeit ist nach Definition $\frac{\dot{s}}{\dot{u}}$. Wir leiten also die Gleichungen (1) nach t ab und dividieren die erste durch die zweite, wie bei homogenen Koordinaten. Beschränken wir uns auf den Fall einer Parallelverschiebung und setzen wir:

$$\frac{\dot{x}_1}{\dot{u}_1} = v_{13} \qquad \frac{\dot{x}_2}{\dot{u}_2} = v_{23} \qquad \alpha = v_{12} \qquad c_0 = 1,$$

wir gelangen zur gleichen Form wie Einstein

$$v_{13} = \frac{v_{12} + v_{23}}{1 + v_{12}\, v_{23}}, \quad (v_{ik} = v_{ki}). \tag{17}$$

Der einzige Unterschied ist, daß wir infolge der Simultaneität, die durch den Parameter t eingeführt ist, eine Figur zeichnen können (s. Fig.



Man muß drei Fälle unterscheiden, je nachdem sich der Beobachter auf S_1, S_2 oder S_3 befindet. Paarweise betrachtet, bewegen sich die Systeme wie starre nicht deformierte Körper, und ihre Bewegung kann durch die Gleichungen dargestellt werden:

$$X_{1,2} = X_{2,1} + v_{12}t; \quad X_{2,3} = X_{3,2} + v_{23}t;$$
$$X_{1,3} = X_{3,1} + v_{13}t \cdot (X_{i,k} + X_{k,i}). \tag{18}$$

Wir drücken dies so aus, daß die S. R. T. Bewegungen mit Aberrationen darstellt. Mathematisch wird dies ausgedrückt durch die „homogenen Differentialquotienten", die den homogenen Koordinaten ähnlich sind.

10. Die soeben untersuchten Bewegungen können natürlich nur scheinbar sein. Welche sind nun die „wahren" Bewegungen? — Aus der Gleichung (17) ersieht man, daß die Ab-

1) W. H. Julius u. P. H. van Cittert, De algemeene relativiteitstheorie en het zonnespektrum. Königl. Akademie der Wissenschaften. Amsterdam, Mai 1920.

2) Dank der Einführung des Parameters t läßt sich die Optik bewegter Körper in durchaus einfacher und anschaulicher Weise darstellen. Vgl. hierüber die Vorträge von E. Guillaume an der Universität Lausanne: „La théorie de la relativité". Verlag F. Rouge & Cie., Lausanne.

erration daher rührt, daß v_{13} nicht gleich $v_{12} + v_{23}$ ist, d. h. die Zusammensetzung der Geschwindigkeiten wird nicht durch eine geschlossene Figur dargestellt.

Anderseits kann die wahre relative Geschwindigkeit zweier Systeme nur ausschließlich von der scheinbaren Geschwindigkeit v_{ik} abhängen. Bezeichnen wir nun mit Ω_{ik} die wahren Geschwindigkeiten, so müssen diese der Funktionalgleichung

$$\Omega_{13}(v_{13}) = \Omega_{12}(v_{12}) + \Omega_{23}(v_{23}) \qquad (19)$$

genügen. Die Funktion, die dieser Gleichung entspricht, ist aber arg. tg hyp. v. Der Fall der Lichtgeschwindigkeit entspricht $v = 1$, also $\Omega = \infty$. Demnach wäre die wahre Lichtgeschwindigkeit unendlich groß. Man hat also Grund anzunehmen, daß in Wirklichkeit eine Art Betriebsgeschwindigkeit beobachtet wird, die kleiner ist als die wirkliche Geschwindigkeit.

11. Die Definition der physikalischen Simultaneität, die wir im Abschnitte 4 gegeben haben, läßt sich sofort auf die A. R. T. erstrecken, indem man bemerkt, daß in der allgemeinen quadratischen Form

$ds^2 = g_{11}\,dx^2 + \cdots + 2\,g_{12}\,dx\,dy + \cdots + g_{44}\,du^2$

die Zunahmen dx, dy, dz, du gleichzeitig stattfinden. Man kann also die Form durch dt^2 teilen. Man sieht, daß ein Lichtsignal keine sphärische Elementarwelle mehr, wie in der S. R. T, sondern eine ellipsoidenförmige Welle gibt. In jedem Punkte liegen die Endpunkte der Vektoren, welche die Lichtgeschwindigkeiten in den verschiedenen Richtungen darstellen, auf einem ähnlichen Ellipsoid, dessen Gleichung man erhält, indem man

$$\left(\frac{ds}{dt}\right)^2 = 0$$

setzt.

Für weitere Einzelheiten verweisen wir auf die erwähnten Abhandlungen. Wir hoffen hiermit die Leser von der Berechtigung unserer Anschauungen überzeugt zu haben.

Bern, November 1920.

(Eingegangen 8. November 1920.)

Periodisches System, Atombau und Radioaktivität.

Von Franz Urbach.

Die im folgenden entwickelte Theorie basiert auf den Vorstellungen der Rutherford-Bohrschen Atomtheorie. Sie bezieht sich hauptsächlich auf die Anordnung der Elektronen in den äußern Ringen der Atome und steht auf ganz anderer Grundlage, als die von E. Kohlweiler in dieser Zeitschrift und der Zeitschrift für physikalische Chemie gegebenen Theorie[1]). Was ihren valenztheoretischen Teil anbelangt (§ 9), stimmt sie mit der von W. Kossel[2]) entwickelten Theorie in den Grundlagen völlig überein, ist aber, wenn auch zeitlich viel später, ganz unabhängig von dieser entstanden und geht übrigens in den meisten Punkten viel weiter als diese. Die Isotopenlehre ist fast gar nicht berücksichtigt, da die Ringstruktur isotoper Elemente nahezu identisch sein muß.

I.

1. Das „Atombild". Es soll im folgenden kein eigentliches Atommodell entwickelt werden, sondern nur ein Bild der Atomstruktur. Unter den vielen, nach den hier verwendeten Angaben möglichen Lösungen der Frage nach der Atomstruktur wird willkürlich eine herausgegriffen; vielleicht ist es die richtige, aber wenn sie es auch nicht ist, so wird doch jede andere Lösung dieselben Bedingungen erfüllen müssen, so wird dieses „Bild" jedenfalls neue Anhaltspunkte für die Konstruktion eines „Modells" geben.

2. Eigenschaftsursachen; Atomgewicht. Die primäre Ursache der Eigenschaften des Atoms ist wohl die Struktur des Kerns, denn sie bestimmt auch die Struktur der Elektronenringe, welche selbst wieder für viele Eigenschaften maßgebend ist. Für die Kernstruktur haben wir aber nur sehr wenig Anhaltspunkte, so daß wir vor allem die Struktur der Ringe betrachten müssen. Was das Atomgewicht betrifft, so werden sich die Unregelmäßigkeiten zum größten Teil darauf zurückführen lassen, daß es nicht nur von der Zahl und Ruhmasse der Bestandteile, sondern auch von ihrem Bewegungszustand[3]) abhängt. Daß hinreichend große Geschwindigkeiten im Atom vorhanden sind, beweisen die schnellsten β-Strahlen.

3. Ringeigenschaften. Der Einfachheit halber betrachten wir die Elektronenringe als konzentrische Kreise (sie sind nach Sommerfeld in Wirklichkeit elliptisch). Bestimmend für eine große Anzahl Eigenschaften ist vor allem die Struktur des äußersten Ringes. Betrachten wir die Elemente in der Reihenfolge der Ordnungszahl (= positive Kernladung), so muß, damit das Atom neutral bleibt, ein Elektron nach dem andern ins Ringsystem treten und sich so ein Ring nach dem andern bilden. Ein einmal gebildeter Ring bleibt im allgemeinen

1) Zeitschr. f. phys. Chem. **92**, 714, 694, 1918; **93**, 1113, 1918; diese Zeitschr. **21**, Heft 8 u. 12, 1920.

2) Ann. d. Phys. **49**, 229, 1916; Die Naturwissenschaften **7**, 339, 1919.

3) A. Smekal, Naturwissenschaften **8**, 206, 1920.

beim Hinzutreten weiterer Ringe unverändert. Eine Änderung nehmen wir nur an, wenn wir einen bestimmten Anhaltspunkt dafür haben. Aus diesen Annahmen resultiert bereits die Notwendigkeit der periodischen Wiederkehr aller jener Eigenschaften der Elemente, die sich aus der Struktur des äußersten Ringes erklären.

4. Valenz. Die Valenz ist einzig und allein abhängig vom äußersten Ring (dem „Valenzring").

Für jeden äußersten Ring ist eine bestimmte Konstitution (d. h. eine bestimmte Zahl und Anordnung der Elektronen) bevorzugt, welche der Valenzring irgendeines neutralen Atoms, das diesen Ring bereits besitzt, bei der Ionenbildung annimmt[1]). Nur bei gewissen Elementen ist die Struktur des äußersten Ringes eben diese bevorzugte (nach Kossel „stabilste"), so daß diese Elemente der Fähigkeit, Ionen zu bilden und Verbindungen einzugehen, beraubt sein werden. (Edelgase!) Die Plätze solcher Elemente im periodischen System bezeichnen wir als „Stabilitätspunkte" mit dem Symbol *S*. Außer diesen wird es noch Atome geben, deren Valenzringstruktur relativ zu den andern, in diesem Ringe möglichen Strukturen sehr stabil ist, die also ebenfalls bei der Ionenbildung bevorzugt werden, deren absolute Stabilität aber nicht sehr groß ist, so daß sie selbst ohne weiteres Ionen bilden können (Elemente der 8. Gruppen). Ihre Plätze bezeichnen wir mit (*S*). Schließlich gibt es Ringstrukturen von noch geringerer Stabilität, die aber trotzdem bei manchen Ionenbildungen in Betracht kommen. Die Plätze der Elemente, deren neutrale Atome solche Ringe besitzen, erhalten das Symbol *s*.

5. Die „Wechselpunkte". Die *S* und (*S*), sind im Bilde des Atoms dadurch charakterisiert, daß nach ihnen beim Element mit nächst höherer Ordnungszahl ein neuer Ring beginnt. Solche Punkte, nach denen neue Ringe beginnen, bezeichnen wir als „Wechselpunkte" mit dem Zeichen *W*. Im periodischen System kommen folgende Arten von Punkten vor:

W	bei *B* und *Al* (oder bei *C* und *Si*),
S—*W*	„ den Edelgasen,
(*S*)—*W*	„ den 8. Gruppen,
s	„ vielen schweren Metallen, vor allem der 5., 6., und 7. Gruppe.

Auf der bisher gegebenen Grundlage basiert die folgende Theorie.

6. Physikalische Eigenschaften der *a*- und *b*-Elemente. Am Ende jeder Reihe sind (*S*)—*W*, am Ende der Perioden *S*—*W*, d. h. beim Übergang von *a*- zu *b*-Gruppen sind (*S*)—*W*, beim Übergang von *b*- zu *a*-Gruppen *S*—*W*. Beim Übergang von *a*- zu *b*-Gruppen sind allmähliche Übergänge, beim Übergang von *b*- zu *a*-Gruppen treten große Sprünge in den Eigenschaften auf. Dies drücken wir im Atombild so aus, daß der äußerste Ring der Elemente einer *a*-Reihe (kurz *a*-Ring) vom nächsten *b*-Ring nicht weit entfernt, daß die Differenz der Radien gering ist, so daß der vollständig gebildete *a*-Ring die Eigenschaften der nächsten Elemente mit *b*-Ring noch stark beeinflußt, insbesondere solange der *b*-Ring erst wenig Elektronen besitzt, d. h. bei den ersten Elementen der *b*-Reihen. Bei den späteren Elementen der *b*-Reihen verschwindet der Einfluß des *a*-Ringes vollständig. Dieses Bild gibt das Verhältnis der *a*- zu den *b*-Gruppen in bezug auf ihre physikalischen Eigenschaften vollständig wieder[1]).

Das letzte Element der *b*-Gruppe ist ein Edelgas; es ist ein *S*-Punkt erreicht, ein Stadium der „Entwicklung" beendet; der nächstfolgende *a*-Ring hat bedeutend verschiedenen, und zwar größeren Radius, in Eigenschaften tritt ein vollständiger Sprung ein, es beginnt eine neue, von der vorhergehenden so gut wie unabhängige „Entwicklungs"-Phase.

Hiermit sind die Zusammenhänge der physikalischen Eigenschaften klargelegt, keineswegs aber

7. Die Valenz der *a*- und *b*-Gruppen. Um darzustellen, daß trotz der großen „Nähe" der *a*- und *b*-Ringe der *a*-Ring bei *b*-Elementen für die Valenz von sehr geringer Bedeutung ist, nehmen wir an, daß diese *a*- und *b*-Ringe in verschiedenen, sich schneidenden Ebenen liegen. Jedoch können auch Ringe von ähnlichen Radien auch in einer Ebene liegen. In diesem Falle werden sich die physikalischen Eigenschaften der Elemente verhalten, wie die der *a*- zu denen der *b*-Elemente, die Wertigkeit aber wird beim Übergang von dem einen (α)- zum nächsten (β)-Ring (siehe Tabelle!) nicht den durch die Lage in verschiedenen Ebenen erklärten Sprung machen, der beim Übergang von *a*- zu *b*-Gruppen stattfindet. Dieser Fall tritt nun tatsächlich in den beiden ersten Perioden ein, in denen die Elemente in physikalischer Hinsicht anfangs deutlich den Typus von *a*-, später den von *b*-Elementen tragen, ohne daß ein Sprung in der Valenz einträte. (Die Annahmen dieses Absatzes sind übrigens nicht unbedingt notwendig; sie machen die Theorie aber viel anschaulicher und klarer.)

[1]) Näheres über die Prinzipien dieser Valenztheorie, die in ihrer hier gegebenen Form alle Valenzerscheinungen zu erklären gestattet, findet man in den Arbeiten von Kossel (siehe Einleitung, Anm. 2). Vor allem ergeben sich aus der Theorie ohne weiteres die + und — Normal- und Kontravalenzen (nach Abegg).

[1]) Ich erinnere hier an die Einordnung, die Mendelejeff ursprünglich den Elementen *Cu*, *Ag* und *Au* gab.

8. *A*-System und *B*-System (Zusammenfassung). Die *B*- (d. h. *b*- und *β*)-Elemente sind dadurch charakterisiert, daß ihre äußerste Zone ein Doppelring ist, der aus 2 Ringen von nur wenig verschiedenen Radien besteht, während der äußerste Ring der *A*- (d. h. *a*- und *α*)-Elemente einfach ist. Daraus erklärt sich die Tatsache, daß alle *a*-Elemente einerseits, alle *b*-Elemente andererseits zwei Systeme bilden, die viel strengere Gesetzmäßigkeiten zeigen, als das gewöhnliche periodische System und daß die Gesetzmäßigkeiten, die die *b*-Elemente miteinander verbinden, komplizierter sind, als die der *a*-Elemente[1]).

9. Der Übergang von *α* zu *β* wurde in der Tabelle nach *Al* und *B* angenommen, und zwar weil *Al* und *B* in manchen Eigenschaften (z. B. Atomvolum, Atomrefraktion) eine ähnliche Stellung zeigen, wie die der 8. Gruppen. Nach andern Eigenschaften (z. B. Schmelzpunkt) müßte man diesen Übergang nach *C* und *Si* annehmen. Diese Frage kann vorläufig nicht mit Sicherheit entschieden werden, ist aber auch unwesentlich.

10. Größenverhältnisse. Über die Größenverhältnisse in dem bisher entworfenen Atombild ist folgendes zu sagen: Wenn wir jeden Ring einzeln betrachten (wir rechnen hier die „Doppelringe" wegen ihrer geringen „Breite" als einen Ring), so würden die Radien des ersten, zweiten usw. Ringes etwa dieselben sein wie die der ein-, zwei- usw. quantigen Bahn eines Bohrschen *H*-Atoms. Diese Annahme trifft aber in Wirklichkeit nicht zu, da sie nur möglich ist, wenn man die (sehr bedeutenden!) Abstoßungskräfte der Elektronen untereinander vernachlässigt. Wir werden das Ergebnis dieser Rechnung trotzdem in einem Falle brauchen können, in dem derselbe Fehler gemacht wird.

1) O. Körnei fand z. B. in einer unveröffentlichten Arbeit eine annähernd gültige Beziehung für das spezifische Gewicht der Elemente aus ihrer Ordnungszahl und ihrer Stellung im System, und zwar eine einfachere Formel für die *a*-Elemente und eine bedeutend kompliziertere für die *b*-Elemente.

Das periodische System.

Gruppennummer / Normalvalenz / Kontravalenz			I $\begin{matrix}+1\\-7\end{matrix}$		II $\begin{matrix}+2\\-6\end{matrix}$		III $\begin{matrix}+3\\-5\end{matrix}$		IV $\begin{matrix}\\+4\end{matrix}$		V $\begin{matrix}-3\\+5\end{matrix}$		VI $\begin{matrix}-2\\+6\end{matrix}$		VII $\begin{matrix}-1\\+7\end{matrix}$		VIII (O_8) (+)8	
Große Periode	Reihe	Type	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B
	0	β'?	1 *H*															2 *He*
1	1	α	3 *Li*		4 *Be*		5 *B*											
	2	β							6 *C*		7 *N*		8 *O*		9 *F*			10 *Ne*
2	3	α	11 *Na*		12 *Mg*		13 *Al*											
	4	β							14 *Si*		15 *P*		16 *S*		17 *Cl*			18 *H*
3	5	a	19 *K*		20 *Ca*		21 *Sc*		22 *Ti*		23 *Vd*		24 *Cr*			25 *Mn*	26 *Fe* 27 *Co* 28 *Ni*	
	6	b		29 *Cu*		30 *Zn*		31 *Ga*		32 *Ge*		33 *As*		34 *Se*	35 *Br*			36 *Kr*
4	7	a	37 *Rb*		38 *Sr*		39 *Y*		40 *Zr*		41 *Nb*		42 *Mo*			43 —	44 *Ru* 45 *Rh* 46 *Pd*	
	8	b		47 *Ag*		48 *Cd*		49 *In*		50 *Sn*		51 *Sb*		52 *Te*	53 *J*			54 *X*
5	9	a	55 *Cs*		56 *Ba*		57 *La*		58 *Ce*									
	9'	a'	59 *Pr*	60 *Nd*	61 —	62 *Sm*	63 *Eu*	64 *Gd*	65 *Tb*	66 *Dy*	67 *Ho*	68 *Er*	69 *Tm*	70 *Yb*	71 *Lu*	72 *Tu* II		
	9''	a									73 *Ta*		74 *W*		75 —		76 O_8 77 *Ir* 78 *Pt*	
	10	b		79 *Au*		80 *Hg*		81 *Tl*		82 *Pb*		83 *Bi*		84 *Po*		85 —		86 *Nt*
6	11	a	87 —		88 *Ra*		89 *Ac*		90 *Th*		91 *Pa*		92 *U*					

11. Die 8. Gruppen und die seltenen Erden. Mit den wesentlichen Annahmen der vorhergehenden Abschnitte läßt sich das periodische Gesetz mit einer großen Zahl von Einzelheiten, große, kleine Perioden, doppelte Periodizität A und B, Systemunterschied von a und b gegenüber α- und β-Gruppen; valenzchemisches Verhalten, Übergänge und Sprünge in den Eigenschaften, Edelgase usw. sehr leicht erklären. Es bleibt noch die sonderbare Rolle zu erklären, die die Elemente der 8. Gruppen und die seltenen Erden im System spielen.

Auf Grund der Kosselschen Valenztheorie gewinnen wir leicht einen Anhaltspunkt: Sowohl die seltenen Erden, als auch die Elemente der 8. Gruppen [zusammengefaßt als „Kaskadenelemente" (nach Kohlweiler)] verhalten sich, wenn sie im System nacheinander stehen, zueinander ebenso, als wenn sie untereinander stünden. (Daß ihre Ähnlichkeiten sogar noch größer sind, wird sich daraus erklären lassen, daß ihre Atomgewichte näher beieinander liegen.) Es muß also das, was den Elementen, die im System (genau!) untereinander stehen, gemeinsam ist, also ihre Ähnlichkeit in gewissen Punkten bedingt, auch bei den Kaskadenelementen, die einander ähnlich sind, gleich sein. Dieses gemeinsame Merkmal ist aber nach der im vorstehenden entwickelten Theorie die Struktur des äußersten Ringes. Diese ist aber auch bestimmend für die Wertigkeit, welche ja auch wirklich bei den Kaskadenelementen gleich ist. (In der Tabelle sind die seltenen Erden dem La und nicht dem Ce angeschlossen, weil sie gleiche Wertigkeit und also gleichen Valenzring nicht mit Ce, sondern mit La haben.) Wenn also innerhalb einer „Kaskade" die Ordnungszahl um 1 steigt, so tritt das neu hinzukommende Elektron nicht in den Valenzring wie sonst, sondern in einen der inneren Ringe. Eine sehr einfache Deutung dieses sonderbaren Ergebnisses werden wir später kennen lernen.

II.

Wir können auch die radioaktiven Zerfallsvorgänge vom Standpunkt der bisher gewonnenen Theorie betrachten.

12. Die β-Strahlenumwandlung. Bei einer β-Strahlung tritt ein Elektron aus dem Kern aus und erhöht dadurch die Kernladung um eine +-Einheit, so daß das Element nach der Fajansschen Verschiebungsregel um eine Stelle nach rechts rückt. Damit aber das Element neutral bleibt, muß auch in einen Ring ein neues Elektron eintreten, und zwar in den äußersten, damit die Wertigkeit die dem neuen Platz des Elementes im System entsprechende werde. Dieses Elektron wird meist aus der Umgebung aufgenommen. — Um die Tatsache zu erklären, daß die β-Strahlen sehr verschiedene Geschwindigkeiten haben können, machte ich die Annahme, daß die β-Elektronen nicht aus dem Kern, sondern, mindestens in den meisten Fällen, aus den Ringen stammen. Entsprechend den verschiedenen Ringradien müßten verschiedene Gruppen von Geschwindigkeiten auftreten können [7! (14—15)]. Geringe Differenzen oder Übergänge erklären sich aus der Tatsache, daß die Elektronenbahnen nicht genau kreisförmig, sondern elliptisch sind. Dabei müßte aber doch, um der Fajansschen Verschiebungsregel zu genügen, ein Elektron aus dem Kern austreten.

Der Vorgang der β-Strahlung spielt sich nach dieser Theorie im allgemeinsten Falle folgendermaßen ab:

Ein Elektron tritt (aus uns noch unbekannten Gründen) aus dem Kern in die „Elektronenhülle" aus, in welcher infolgedessen eine Störung der Gleichgewichtsverhältnisse eintritt, so daß die Elektronen aus ihren Bahnen in andere übertreten und eines von ihnen wird dabei (vielleicht direkt durch das austretende Kernelektron) ausgestoßen und fliegt etwa mit seiner bisherigen kreisenden Geschwindigkeit geradlinig weiter. In den Valenzring tritt außerdem (aus der Umgebung) ein Elektron ein.

Durch die obengenannten Bewegungen der Elektronen in den innern Ringen müssen Strahlungserscheinungen hervorgerufen werden: die γ-Strahlung. Gewissen γ-Strahlen kommt nach dieser Theorie dieselbe Wellenlänge zu, wie den charakteristischen Linien der Röntgenspektren der betreffenden Elemente; diese Folgerung aus der Theorie fand eine glänzende Bestätigung durch die Untersuchungen Rutherfords und Andrades über die γ-Strahlung des RaB. Es können nun nach dieser Theorie

13. besondere Fälle eintreten. 1. Das austretende Kernelektron kann unter Umständen keine Störung in den Elektronenringen hervorbringen und vielleicht direkt vom Kern wegfliegen (als β-Strahl). Das wäre die γ-strahlenlose β-Strahlung.

2. Vielleicht kann es vorkommen, daß ein Elektron aus einem Ring wegfliegt, ohne daß ein Kernelektron austritt. Dieser Fall wird vielleicht durch die Strahlung des K und Rb dargestellt. (Diese Hypothese ist natürlich ganz unwesentlich!)

3. Der ganze Vorgang kann sich stark vereinfachen: Das Kernelektron veranlaßt kein Ringelektron zum Austritt aus dem Atomverband, sondern bloß zum Übertritt in den äußersten (Valenz)-Ring. Vielleicht auch „springt" das Kernelektron selbst als Valenzelektron in den

äußersten Ring. So ein Vorgang wäre eine β-Strahlenumwandlung, aber ohne Strahlung. Dieser Fall tritt nun wirklich bei *Ac*, *AcC* und *Mes Th* ein! Diese Tatsache ist neben der Wellenlänge der γ-Strahlen die stärkste Stütze für die Grundanschauungen dieser Theorie.

4. Auch dieser Vorgang kann noch vereinfacht werden, wenn das Kernelektron nur in einen der inneren Ringe eintritt und so die Kernladung ändert und das Atom neutral erhält, ohne die Valenz zu ändern.

Dieser Fall scheint bei der Bildung der 8. Gruppen tatsächlich einzutreten.

Damit ist das am Ende des § 11 erhaltene Ergebnis erklärt.

14. Atomradien. Eine quantitative Bestätigung scheinen die im ersten und zweiten Teil dieser Arbeit ausgesprochenen Ansichten auf folgendem Wege zu erfahren:

Aus der Geschwindigkeit der langsamsten β-Strahlen (v) wurde die Zentrifugalkraft eines Elektrons im äußersten Ring berechnet, aus dem nach dem in § 12 Gesagten diese Strahlen stammen müssen. Die Zentrifugalkraft wurde gleichgesetzt der Anziehungskraft zwischen dem Kern des *Ra*-Atoms und dem Elektron: $\frac{88e \cdot e}{\varrho^2}$, wobei e die Elementarladung und ϱ den unbekannten Radius bezeichnet und so $\varrho = \frac{88e^2}{mv^2}$ (wobei m die Masse des Elektrons $= \frac{1}{1835}$ der Masse des *H*-Atoms ist) erhalten. Bei dieser Rechnung blieb aber die Abstoßungskraft der Elektronen untereinander unberücksichtigt.

Da aber in § 10 derselbe Fehler gemacht wurde, so müssen die beiden Resultate, wenn sie auch absolut falsch sind, übereinstimmen. Ich erhielt nach der Methode des § 10: $2{,}7 \cdot 10^{-7}$ cm, nach der β-Strahlen-Methode: $2{,}5 \cdot 10^{-7}$ cm, also die geforderte Übereinstimmung.

15. α-Strahlung. Bei α-Strahlung müssen, da die Kernladung um zwei Einheiten sinkt, auch zwei Ringelektronen austreten, und zwar aus dem Valenzring, so daß die Wertigkeit von selbst den von der Theorie geforderten Wert annimmt. Das Verhalten eines Atoms bei gleichzeitiger α-, β- (und γ-)Strahlung ist aus dem bisher Gesagten ohne weiteres abzuleiten.

16. Die seltenen Erden[1]). Die bei der β-Strahlung vor sich gehenden Änderungen in den innern Atomringen schaffen die Vorbedingung dafür, daß es eine Reihe von Elementen geben kann, bei denen sich diese Änderungen gewissermaßen ausgleichen oder überhaupt Änderungen in den inneren Ringen stattfinden, ohne daß sich der Valenzring ändert. Diese Elemente wären die seltenen Erden. Hier sei nur auf eine Tatsache hingewiesen, die die Annahme eines genetischen Zusammenhangs zwischen β-Strahlung und seltenen Erden zu bestätigen scheint: Wenn man von den Verzweigungen der radioaktiven Zerfallsreihen absieht, gibt es gerade 14 β-Strahler, ebensoviel, als seltene Erden. Übrigens schließen die seltenen Erden im periodischen System nicht an das *Ce* sondern an das *La* an, weil sie gleiche Wertigkeit, also auch gleichen Valenzring wie dieses haben.

Näheres über die Theorie der seltenen Erden, sowie über die genaue Konstitution der Elektronenringe mit Rücksicht auf die Arbeiten Debyes und Vegards und die Theorie der Spektren werde ich vielleicht in einer nächsten Arbeit bringen können.

Was die Prüfung der im 1. Teil entwickelten Theorie an einzelnen Eigenschaften der Elemente anbelangt, so stößt sie vorläufig noch auf sehr große Schwierigkeiten, weil hierbei Kräfte in Betracht kommen, die zwischen den einzelnen Atomen und Molekülen im festen und flüssigen Zustand wirken. Über diese Kräfte wissen wir aber bisher nur sehr wenig. Vielleicht bringen die auf der Gittertheorie der Kristalle fußenden Arbeiten von Born Licht in diese Fragen. Von der Gittertheorie können wir übrigens auch wertvolle Anhaltspunkte bezüglich der Symmetrieverhältnisse im Atom erwarten.

Zusammenfassung.

Auf Grund einer genauen Analyse der Zusammenhänge, die sich im periodischen System offenbaren, wird ein „Atombild" aufgestellt, das es gestattet, alle Regelmäßigkeiten im System ungezwungen zu erklären.

Eine Betrachtung der radioaktiven Zerfallserscheinungen auf Grund der Valenztheorie von Kossel führt im Verein mit der Deutung anderer Erscheinungen der Radioaktivität zu einer Erklärung der 8. Gruppen und zu einer Erklärungsmöglichkeit für die seltenen Erden.

Im Laufe der Erörterung ergeben sich noch einige andere fruchtbare Hypothesen.

Nachtrag: Es ist wahrscheinlich, daß unter den Anordnungen der S diejenigen stabiler sein werden, die einfacher sind, d. h. geringere Ordnungszahl haben. Daher muß die Neigung neutraler Atome zur Bildung von $+$Ionen im Durchschnitt größer sein als zur Bildung von $-$Ionen. Dies erklärt die Tatsache, daß es mehr Metalle als Nichtmetalle gibt und die Ver-

1) Siehe auch § 11.

teilung dieser beiden Körperklassen im periodischen System.

Wien, im Juli 1920.

(Eingegangen 5. September 1920.)

Ein neues Thermoelement für Strahlungsmessungen im Spektrum.

Von W. Voege.

In einer früheren Arbeit[1]) „Neue Apparate zur Strahlungsmessung" wurde unter anderen eine Thermosäule mit 10 in einer Geraden angeordneten Thermoelementen der Firma Carl Zeiß beschrieben, welche speziell für Messungen im Spektrum gedacht war. Beim Vergleich dieser Säule mit einem einfachen Element derselben Firma hatte ich ausgeführt, daß das einzelne Element wesentlich besser ausgenutzt werden kann, wenn es möglich ist, die Apparatur so anzuordnen, daß das Spektrum in der Höhe verkürzt und dadurch die Intensität entsprechend gesteigert wird[2]). Die Firma Carl Zeiß hat nun ein neues Thermoelement für Spektralmessungen (Fig. 1 u. 2) hergestellt, bei welchem es möglich ist, die gesamte Energie einer Spektrallinie von 25 mm Höhe und einer Breite bis zu 3,5 mm auf ein einziges Element zu konzentrieren, und zwar geschieht dies durch einen hinter dem Element angeordneten vergoldeten Hohlspiegel von 25 mm Höhe.

Das Thermoelement (1) selbst entspricht den früher beschriebenen Zeiß-Elementen, es hat einen Widerstand von 2 bis 3 Ohm und eine ausnutzbare geschwärzte Fläche von etwa 2,5×3,5 mm. Das Ganze ist in ein Metallgehäuse mit Steinsalzplatte (3) und verstellbarer Spaltvorrichtung (6) eingeschlossen, welches wie die Säule mit 10 Elementen auf einem Stativ (11) oder eingeschaltetem Kreuzschlitten (S. 293, Fig. 4—6) montiert werden kann. An dies Gehäuse ist ferner ein kleines schwach vergrößerndes Mikroskop (5) angebaut, mit dem durch eine kleine Bohrung im Hohlspiegel hindurch die Rückseite des Thermoelements beobachtet werden kann. Der Hohlspiegel wird mit der Schraube (7) zum Thermoelement solange verstellt, bis auf der Rückfläche des Elements durch das Mikroskop (5) betrachtet, ein möglichst scharfes Bild der Objektivöffnung vom Kameraobjektiv des Spektrographen sichtbar ist. Sobald dies erreicht ist, hat man die Gewähr, daß das ganze Licht der Spektrallinie, in der die Einstellung vorgenommen wird, auf das Thermoelement konzentriert ist. Das Optimum der Einstellung kontrolliert man am einfachsten durch vorsichtige Drehung des Elements bei gleichzeitiger Beobachtung des Galvanometerausschlages. Ich habe diese neue Vorrichtung für Spektralmessungen mit der Rubens-Säule und mit der erwähnten Zeiß-Säule mit 10 Ele-

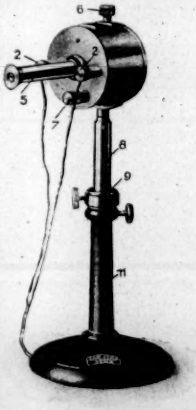


Fig. 1.

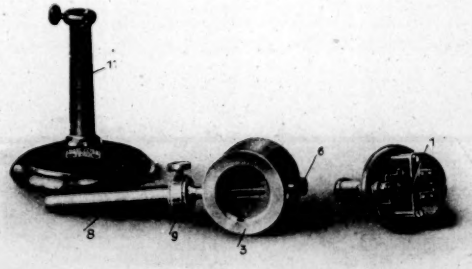


Fig. 2.

[1]) Diese Zeitschr. **21**, 288, 1920.

[2]) E. S. Johansen empfiehlt zur Verkürzung der Spektrallinie und damit Konzentration der Strahlung auf wenige Elemente die Einschaltung einer Zylinderlinse; Ann. d. Phys. (4) **33**, 525, 1910.

menten in folgender Weise verglichen. Von einem durch eine Nernstlampe beleuchteten verstellbaren Spalt wurde mittelst einer Linse auf der Thermosäule ein scharfes Bild entworfen, dessen Breite mit Hilfe eines Meßmikroskops gemessen werden konnte; dann wurde der betreffende Strahlungsmesser solange gedreht oder seitlich verschoben, bis der Ausschlag des angeschlossenen Spiegelgalvanometers (Hartmann & Braun 5 Ω, $1^0 = 2 \times 10^{-8}$) seinen Maximalwert erreichte. Für die drei verschiedenen Apparate ergaben sich hierbei nachstehende Resultate:

Dimensionen des Spaltbildes		Ausschlag des Galvanometers ($w = 5\ \Omega$)			Verhältnis	
Breite	Höhe	Rubens-Säule mit 20 Elem., $w = 5.2\ \Omega$	Zeiß-Säule mit 10 Elem. $w = 38\ \Omega$	Neues Zeiß-Element $w = 2\ \Omega$	Zeiß-Element: Rubens-Säule	Zeiß-Element: Zeiß-Säule
0,05 mm	> 30 mm	7,0°	—	90°	12,8	—
0,18 mm	> 30 mm	22°	—	396°	18,0	—
2,0 mm	> 30 mm	120°	767°	2090°	17,4	2,7
0,09 mm	20 mm	13,5°	32,8°	164°	12,2	5,0
0,05 mm	20 mm	7,2°	—	81°	11,2	—

Der Verlust durch Absorption in der Steinsalzplatte, welcher bei der Rubens-Säule fortfällt, ist in den Zahlenwerten entsprechend berücksichtigt. Das neue Element mit Kugelspiegel leistet demnach nicht nur das Gleiche wie die Säule mit 10 Einzelelementen, sondern es ist dieser sogar noch erheblich überlegen. In erster Linie ist diese Überlegenheit natürlich auf die günstigeren Widerstandsverhältnisse des einfachen Elements zurückzuführen. Daß der Vorteil besonders bei sehr engem Spalt in die Erscheinung tritt, wird daran liegen, daß sich die 10 Elemente praktisch nie so genau in einer Geraden anordnen lassen, als daß die Lötstellen der sämtlichen 10 Elemente maximal ausgenutzt werden können, wie dies bei einem einzigen Element mit Spiegel der Fall ist.

Das neue Element dürfte also in allen Fällen, in denen nicht etwa die selektive Reflexion des vergoldeten Spiegels störend wirkt, in jeder Beziehung der Säule vorzuziehen sein: es ist einfacher, haltbarer, strahlungsempfindlicher und auch entsprechend billiger. Gegenüber der Rubens-Säule erhält man mit ihm in günstigen Fällen eine 18 mal, im Durchschnitt eine 13 mal höhere Empfindlichkeit, während die Trägheit gleichzeitig nur etwa halb so groß ist. Vor Bolometern und ähnlichen Apparaten hat es den Vorzug der Einfachheit, sowohl im Bau wie auch in der Bedienung, ferner den großen Vorzug der absoluten Ruhelage des Nullpunktes.

Hamburg, Physikal. Staatslaboratorium.

(Eingegangen 28. Dezember 1920.)

Ein Quecksilber-Destillierapparat.

Von Alberto Eliçabe.

(Mitgeteilt von Richard Gans.)

Von den vielen Quecksilber-Destillierapparaten, die verwendet werden, ist der Weinholdsche[1]) sehr verbreitet und wurde bisher auch im hiesigen Institut gebraucht.

Dieser Apparat hat den Nachteil, daß eine große Menge des *Hg*-Dampfes, der aus der erhitzten Kugel in das innere Glasrohr eintreten und sich dort verflüssigen sollte, sich bereits in der Glaskugel kondensiert und zum nicht destillierten *Hg* zurückfließt. Das kann man durch eine Asbestkappe, die man über die Glaskugel stülpt, nur zum Teil vermeiden.

Ferner braucht man, um die Destillation beginnen zu können, wenigstens 123 cm^3, und ebensoviel bleibt übrig, wenn man aufhört, die „schädliche Quecksilbermenge".

Deshalb habe ich einen neuen Apparat konstruiert. Da derselbe sich sehr gut bewährt hat, will ich ihn kurz beschreiben.

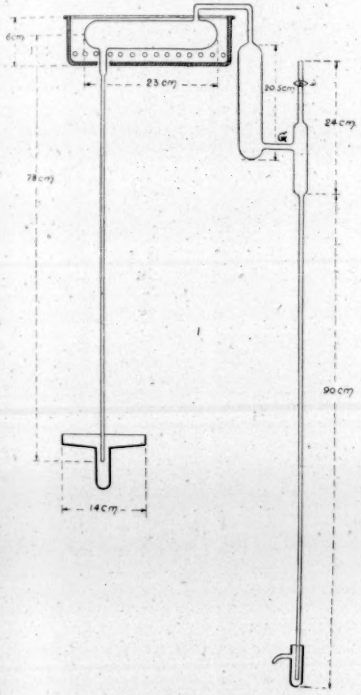
An einem vertikalen Holzbrett ist der in beistehender Figur wiedergegebene Glasapparat angebracht. Das unreine *Hg* befindet sich in dem Holzgefäße *A*, das in vertikaler Richtung etwas verschiebbar ist. *F* enthält etwas reines *Hg*. Erzeugt man bei *E* mittels einer Luftpumpe ein gutes Vakuum, so steigt das unreine *Hg* im linken Steigrohr von $2^1/_2$ mm lichter Weite und füllt etwa die untere Hälfte des horizontalen Glasrohrs *B*. Das kann man, gemäß dem jeweiligen Barometerstande, durch die Vertikalverschiebung des Holzgefäßes *A* leicht erreichen. Gleichzeitig füllt sich das rechte Steigrohr (auch von $2^1/_2$ mm Durchmesser) aus

1) Siehe z. B. J. Frick, Physikal. Technik. 7. Aufl. Herausgegeben von O. Lehmann, Braunschweig 1904, Band 1, S. 582.

F mit reinem Hg. Dann schließt man den Hahn D.

Das Rohr B ist von einem elektrischen Ofen umgeben, einem asbestverkleideten Blechkasten, in dem sich eine Spirale Widerstandsdraht befindet. Verbindet man ihre Enden mit der städtischen Leitung von 220 Volt, so entsteht eine Temperatur von ungefähr 155°.

Das Quecksilber destilliert dann vom heißen Rohr B in das kalte C, und wenn der untere



Teil desselben sich gefüllt hat, stürzt es durch das Verbindungsrohr G ins rechte Steigrohr, etwaige geringe Luftmengen mit sich reißend.

Auf diese Weise habe ich in 10 Stunden 2450 g destilliert, während der Weinholdsche Apparat in derselben Zeit nur 1080 g lieferte.

Die schädliche Hg-Menge, die nach der Destillation übrigbleibt, beträgt nur 15 ccm, von denen die Hälfte unreines (links), die andere Hälfte reines Hg (rechts) ist, im Vergleich zu der schädlichen Menge von 125 ccm beim Weinholdschen Apparat ein großer Vorzug in Anbetracht der Hg-Teuerung.

Der Apparat arbeitet sehr billig. Das von mir konstruierte Exemplar braucht nur 103 Watt, doch ist die Wärmeisolierung meines Ofens noch mangelhaft. Würde man sie verbessern, ließe sich der Wattverbrauch leicht weiter herunterdrücken.

Ist alles Hg destilliert, so hat sich das Rohr B entleert, und es bleibt das unreine Hg im kalten linken Steigrohr. Dabei ist keine Gefahr vorhanden, daß das Glasrohr B springt, im Gegensatze zum Weinholdschen Apparate; mein Apparat braucht also keine Wartung. Die Heizspirale ist nämlich so abgeglichen, daß der leere Apparat sich höchstens auf 250° erhitzt.

Der Apparat erlaubt, die Röhre B, welche nach mehrfachen Destillationen etwas Rückstand enthält, in einfacher Weise zu reinigen, ohne ihn abzumontieren. Man entferne die Gefäße A und F, ersetze sie durch Gefäße mit Säure und sauge bei E. Ebenso verfahre man dann mit Wasser und trockne schließlich mittels Durchsaugens trockener Luft.

La Plata, Instituto de Fisica, 9. November 1920.

(Eingegangen 18. Dezember 1920.)

Über die Ergebnisse von laufenden Messungen radioaktiver Quellen in Brambach.

(Aus dem Radium-Institut der Bergakademie Freiberg i. S.)

Von P. Ludewig.

Über die Änderung des Emanationsgehalts einer radioaktiven Quelle in Abhängigkeit vom Niederschlag ist bisher nur wenig veröffentlicht worden. Im folgenden sollen die Ergebnisse von laufenden Messungen mitgeteilt werden, die während der Monate August, September und Oktober 1920 an Brambacher Quellen von Frl. I. Kochinke ausgeführt worden sind[1]).

Von den vielen radioaktiven Quellen, die in Brambach zur Verfügung stehen, wurde während der drei Monate besonders die Eisenquelle gemessen. Einige Messungen wurden auch an der Wettin-Quelle gemacht. Die Messungen wurden an jedem Tag außer Sonntags im Laufe des Vormittags ausgeführt.

Die Lage der Eisenquelle geht aus der Fig. 1 hervor. Sie liegt zwischen der Sprudel- und

1) Auch an dieser Stelle sei der Badeverwaltung in Brambach und besonders Herrn Direktor Diefenbach für das gütige Entgegenkommen und die Unterstützung bei diesen Messungen der beste Dank ausgesprochen.

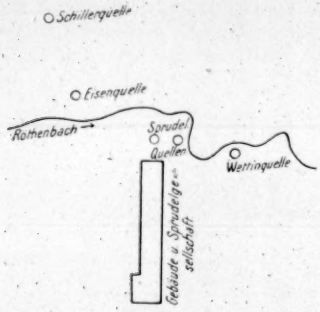


Fig. 1.

der Schiller-Quelle nahe am Bach und etwa 70 m von der Wettin-Quelle entfernt. Die Fassung der Quelle zeigt Fig. 2. Auf den Granit, aus

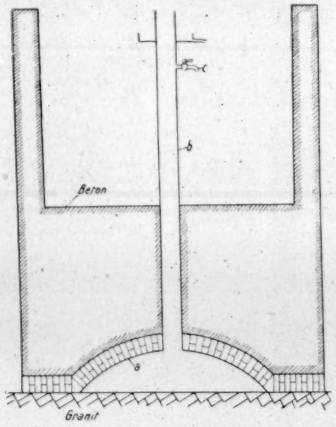


Fig. 2.

dessen Spalten das emanationshaltige Wasser aufsteigt, ist die Ziegelsteinhaube *a* aufgemauert, die oben in das Steigrohr *b*, das ungefähr $4^1/_2$ m lang ist, endigt. Das obere Ende des Steigrohres liegt etwa $^1/_2$ m unter der Erdoberfläche. Das aufsteigende Wasser fließt in ein Überlaufbecken und von da in die Schleuse. Im Steigrohr ist ein Hahn *c* angebracht, der zur Entnahme des Wassers dient. Das zu den Messungen benutzte Wasser wurde nach einigem Ablaufenlassen diesem Hahn entnommen. In dem Steigrohr perlt wie bei allen Brambacher Quellen Kohlensäure auf. Es ist unzweifelhaft, daß dadurch eine unkontrollierbare und veränderliche Entemanierung des Quellwassers eintritt und eine beträchtliche Fehlerquelle in die Messungen hineinkommt.

Die Messungen wurden morgens zwischen 9 und 11 Uhr ausgeführt, und zwar mit dem Fontaktoskop von Engler und Sieveking gewöhnlicher Form. Das Elektrometer war vor Beginn der Messungen im Freiberger Radium-Institut neu geeicht worden. Der Normalverlust betrug ca. 100 Volt pro Stunde. Der Eisenquelle wurden zur Messung 250 ccm Wasser im Meßzylinder entnommen und diese mit inaktivem Bachwasser auf 1000 ccm ergänzt. Die Messung erfolgte immer in der gleichen Weise: Der Normalverlust wurde mit 1000 ccm Bachwasser bestimmt, beim Hauptversuch wurde 1 Minute lang geschüttelt, dann der Überdruck durch Ablassen von Wasser ausgeglichen, hierauf das Elektrometer aufgesetzt und sogleich aufgeladen. Das Elektrometer wurde immer negativ aufgeladen und der Anstieg der Strahlung in den ersten 30 Minuten durch 5—6 Messungen verfolgt. Die erste Messung wurde aus bekannten Gründen erst 5 Minuten nach Schüttelende ausgeführt. Die zu bestimmten Zeiten nach dem Schütteln gemessenen Sättigungsstromwerte wurden nach den Schmidtschen Korrekturfaktoren auf die Zeit des Schüttel-Endes zurückgerechnet. Die gemessenen Werte sind in das Kurvenbild (Fig. 3) eingetragen worden.

Die oberste Kurve zeigt den Verlauf des Niederschlags. Vor dem Beginn der Messungen hatte längere Zeit niederschlagfreies, warmes Sommerwetter geherrscht. Am 20. August setzte dann ein 3 Wochen dauernder Regen ein, der von ungewöhnlicher Stärke war. Um die Mitte des Septembers war es wieder trocken und Ende September folgte dann eine zweite Regenperiode von geringerer Stärke, während der Oktober fast ganz niederschlagfrei blieb.

Aus den anderen Kurven ist der zeitliche Verlauf des Emanationsgehalts im Liter, der Ergiebigkeit und der Temperatur zu ersehen. In das Kurvenbild sind nicht Mache-Einheiten eingetragen, sondern nur Relativwerte. Die Stärke der Quelle ist etwa 150 Mache-Einheiten im Liter. Die Ergiebigkeit der Quelle wurde in der Weise bestimmt, daß das aus dem Überlauf abfließende Wasser während 10 Minuten aufgefangen und abgemessen wurde. Daraus ist der Durchschnittswert der Liter pro Minute berechnet worden. Die Quellfassung ist so gebaut, daß die Quelle bis zum äußersten natürlichen Auftrieb angestaut ist.

Aus dem Vergleich der Kurven ersieht man, daß die erste große Regenperiode die Ergiebigkeit der Quelle beträchtlich erhöht hat und daß

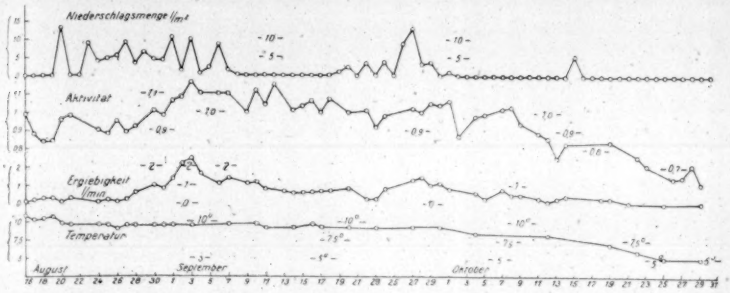


Fig. 3.

mit der Ergiebigkeit der Quelle auch ihr Emanationsgehalt angestiegen ist. Bemerkenswert ist, daß die Quelle auf den Regen erst nach etwa einer Woche reagierte. Während die Ergiebigkeit dann im September wieder etwas abfiel, blieb der Emanationsgehalt ungefähr auf der gleichen Höhe und beide Kurven erfuhren einen neuen, wenn auch nicht beträchtlichen Anstieg durch die zweite Regenperiode. Die Trockenheit des Oktobers hatte auf die beiden Kurven dann die Wirkung, daß sowohl Ergiebigkeit als Emanationsgehalt wieder abfielen.

Die Messung der Temperatur des Wassers wurde in der Weise ausgeführt, daß ein genaues Thermometer etwa 1 m tief in das Steigrohr hineingelassen wurde, wo es einige Minuten verblieb; es wurde dann schnell hochgezogen und abgelesen. Die Temperatur blieb anfangs konstant und nahm dann im Oktober entsprechend der einsetzenden Kälte ab.

Aus den Kurven ersieht man, daß mit dem Niederschlag nicht nur die Ergiebigkeit, sondern auch der Emanationsgehalt angestiegen ist. Man könnte bei der geringen Ergiebigkeit und dem langsamen Reagieren der Quelle auf Niederschläge den Grund dafür darin suchen, daß der Weg, den das Wasser vom Orte der Emanationsaufnahme bis zum Steigrohr zurücklegt, so lang ist, daß die Emanation bei dem Transport auf diesem Wege zu einem um so größeren Teil zerfällt, je geringer die Wassergeschwindigkeit ist. Andererseits wird wahrscheinlich bei langem Stehen des Wassers im Steigrohr eine stärkere Entemanierung des Wassers durch die aufsteigende Kohlensäure eintreten, als bei schnellem Fließen der Quelle.

Die Messungen an der Wettin-Quelle zeigen, daß ihre Ergiebigkeit und ihr Emanationsgehalt beim Beginn der ersten Regenperiode gleichfalls stark anstiegen, und zwar die Ergiebigkeit um ca. 20 Proz., der Emanationsgehalt um mehr als 30 Proz. Es ist bemerkenswert, daß diese Quelle auf den Beginn des großen Niederschlags fast unmittelbar reagierte.

(Eingegangen 14. Dezember 1920.)

Über Umkehrungen der Gleichstromkomponente bei geblasenen Funkenstrecken.

Von M. Wolfke.

Vor einigen Jahren (1918) habe ich die Gleichrichterwirkung einer Funkenstrecke Spitze—Platte, und zwar speziell die Wirkung eines Luftstromes auf derartige Hochspannungsgleichrichter, näher untersucht. Es sind mir bei dieser Gelegenheit eigentümliche Umkehrungen der Stromrichtung unter dem Einfluß des Luftstromes aufgefallen. Da, meines Wissens nach in der Literatur diese Erscheinung bis jetzt noch nicht erwähnt worden ist, so sei mir gestattet, hier kurz darüber zu berichten.

Als Funkenstrecke habe ich eine Platte von ca. 50 mm Durchmesser und eine stumpfe Spitze, beide aus Messing, benutzt. Der Luftstrom wurde mittels einer, die Spitze umhüllenden Düse in der Achsenrichtung der Funkenstrecke mit einem Fußgebläse geblasen. Als Stromquelle für den hochgespannten Wechselstrom diente ein mit 50periodigem Wechselstrom betriebenes Induktorium. In Serie zu der Funkenstrecke befand sich ein Hitzdrahtmilliampèremeter zur Messung des gesamten Stromes und ein Drehspulmilliampèremeter zur Messung der Gleichstromkomponente. Die Spannung an der Funkenstrecke wurde mittels eines statischen Voltmeters bestimmt. Bei den Versuchen habe ich die Länge der Funkenstrecke, die Belastung und die Stärke des Luftstromes variiert. Die Resultate aus einer Reihe solcher Messungen sind in der nachfolgenden Tabelle zusammengefaßt.

Abstand Spitze — Platte mm	Ohne Luftstrom			Mit steigender Luftstromstärke			
	Spannung	Stromstärke		Strommaxima			
	≦ Volt	≦ mA	= mA	≦ mA	= mA	≦ mA	= mA
5	1830	24	+ 0,5	24,0	— 1,5	—	—
„	2940	17	+ 1,0	32,0	— 3.5	—	—
„	2580	12	+ 2,0	32,0	— 6,0	—	—
„	3820	17	0	32,0	— 5,0	—	—
„	8000	30	0	45,8	— 6,5	—	—
„	11150	60	0	60 0	— 7,0	—	—
10	3650	17	+ 2,0	17,0	— 3,0	—	—
„	2470	17	+ 3.0	42,0	— 7,0	—	—
„	3900	20	0	45,8	— 16,0	—	—
„	8000	39	0	52,7	— 7,0	—	—
„	11450	60	0	63,0	— 7,5	—	—
15	7400	17	— 8.0	20.0	+ 5 0	—	—
„	4870	20	— 1,0	32,0	— 12,0	—	—
„	8310	39	0	49,2	— 13,0	52,7	+ 31,5
„	11800	60	+ 0.5	63,0	— 10,0	74.0	+ 16,0
20	2880	20	— 11.0	20,0	+ 5 0	—	—
„	5850	20	— 2,0	20,0	— 4.0	25,0	+ 12 0
„	9000	39	+ 0,5	49.2	— 25,0	52,7	+ 30.0
„	12100	60	+ 1,0	66,3	— 12.0	66,3	+ 41,0
30	8300	31	0	32.0	— 6 0	39,0	+ 16,0
„	13200	58	+ 2,0	63,0	— 25,0	63,0	+ 35.0
40	10700	39	+ 1,0	39,0	— 10,0	45,8	+ 18.0
„	13800	58	+ 2.0	58,0	— 5,0	59,6	+ 30,0
50	14800	58	— 3.0	58,0	— 3 0	63,0	+ 25,0

In der Tabelle bedeuten: das Zeichen ≦ den gesamten Strom, = die Gleichstromkomponente, + die Richtung der Gleichstromkomponente von Spitze zur Platte und — die Richtung von der Platte zur Spitze.

Ganz allgemein gesprochen, lassen sich beim Anblasen des Funkens drei verschiedene Entladungszustände unterscheiden.

Ohne Luftstrom, oder nur mit sehr geringem Anblasen, hat der Funke ein Aussehen, das an den Hochspannungslichtbogen erinnert: der Funke ist dick und von einem hellen Schein umgeben. Die Gleichrichterwirkung ist in diesem Falle außerordentlich gering, wie man das aus der vierten Kolonne der Tabelle sieht, und verschwindet sogar oft. Die Richtung der Gleichstromkomponente kann dabei, je nach Funkenlänge und Belastung, beliebig von Spitze zur Platte, oder umgekehrt sein.

Bei schwachem Luftstrom verändert der Funke sein Aussehen: der lichtbogenartige Kern ist zwar noch erhalten, jedoch reichlich von ganz feinen prasselnden Funkenfäden umgeben. Die Gleichrichterwirkung ist in diesem Falle, wie man das aus der sechsten Kolonne der Tabelle ersehen kann, etwas besser. Die Richtung der Gleichstromkomponente kehrt in den meisten Fällen gegen diejenige ohne Luftstrom um und ist vorzugsweise von Platte zur Spitze gerichtet.

Bei starkem Luftstrom zerfällt der Funke in einen Regen von feinen prasselnden Funkenfäden. Die Gleichrichterwirkung ist in diesem Falle eine außerordentlich gute, wie das die sechste Kolonne der Tabelle zeigt. Die Gleichrichterkomponente erreicht über 60 Proz. der gesamten Stromstärke und ist durchweg von Spitze zur Platte gerichtet. Allerdings tritt dieser Entladungszustand erst bei längeren Funkenstrecken (über 15 mm) auf.

Zusammenfassend läßt sich also sagen, daß die Funkenstrecke Spitze — Platte nur bei starkem Anblasen, in der Funkenrichtung von Spitze zur Platte, als zuverlässiger Hochspannungsgleichrichter mit der Gleichstromrichtung Spitze — Platte wirken kann. Ohne Luftstrom, oder mit schwachem Anblasen, ist die Gleichrichterwirkung sowohl der Stärke nach, als auch der Richtung nach, vollkommen unzuverlässig. Die Gleichstromkomponente kehrt mit steigender Luftstromstärke ihre Richtung einmal bzw. zweimal um.

Ich habe auch den Einfluß eines transversalen Magnetfeldes auf die Gleichrichterwirkung einer Funkenstrecke untersucht. Die Resultate waren jedoch nicht so eindeutig wie diejenigen beim Anblasen. Trotzdem ließen sich auch hierbei mit steigender Feldstärke

analoge Umkehrungen der Gleichstromkomponente nachweisen.

Zürich, im Dezember 1920.

(Eingegangen 18. Dezember 1920.)

Bemerkung zu dem Artikel von M. J. Huizinga: „Die Gleichrichterwirkung von Kristalldetektoren".

Von Günther-Schulze.

In dieser Zeitschrift **21**, 91, 1920 findet sich auf Seite 95, linke Spalte, Mitte, der Satz: „Die Ventilwirkung der Aluminiumzelle schreiben Schulze und Taylor einem dünnen Sauerstoffhäutchen zu....." In der Fußnote steht: 1) A. H. Taylor, Wied. Ann. **30**, 984, 998, 1016.

Über meine Untersuchungen findet sich weder an dieser, noch an einer anderen Stelle der Arbeit von Huizinga eine Literaturangabe. Da ich über die elektrolytische Ventilwirkung bisher im ganzen 17 Arbeiten veröffentlicht habe, und insbesondere in der ohne Widerspruch gebliebenen Veröffentlichung: „Bemerkungen zur Untersuchung der Wechselstromvorgänge in Aluminiumzellen", Ann. d. Phys. **4**, 31, 1053, 1910 nachgewiesen zu haben glaube, daß die Arbeit von Taylor infolge ungeeigneter Versuchsanordnung wissenschaftlich wertlos ist, möchte ich hiermit gegen das von Huizinga geübte, eigentümliche Verfahren der Literaturberücksichtigung Verwahrung einlegen.

(Eingegangen 18. Dezember 1920.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Neue Fortschritte der Farbenlehre. II.

Von Wilhelm Ostwald.

(Schluß.)

Bezeichnung. Um die psychologisch geordneten Farben zu bezeichnen, ist ein Buchstabensystem entwickelt worden, das auf den gleichen Grundlagen beruht, wie die Bezeichnung der unbunten Reihe. Für die Weißgehalte 100, 79, 63, 50 usw. gelten gleichfalls die Buchstaben *a*, *b*, *c*, *d* usw. Und da die Schwarzgehalte der unbunten Farben *a*, *b*, *c*, *d* folgeweise 00, 21, 37, 50 usw. sind, so bedeutet auch $a = 00$ Schwarz, $b = 21$ Schwarz usw. Die Bezeichnung der Farbtöne von 00 bis 99 bleibt unverändert, da diese bereits psychologisch geordnet sind.

Wir unterscheiden daher in der Folge von den analytischen Kennzahlen die psychologischen Farbzeichen. Die ersten bestehen aus drei Ziffernpaaren, die zweiten aus einem Ziffernpaar und zwei Buchstaben. Während die ersten für alle wissenschaftlichen Fragen grundlegend sind, haben die zweiten eine maßgebende Bedeutung für alle Anwendungen der Farbe zu technischen wie künstlerischen Zwecken.

In den Fig. 7 und 8 ist diese Bezeichnungsweise bereits in leicht verständlicher Weise angedeutet. Verfolgt man von irgendeiner Raute aus die anschließende Reihe bis zum nächsten Rande, so findet man aufsteigend das Zeichen für den Weiß-, absteigend das für den Schwarzgehalt. Sind beide Buchstaben gleich, was für die axialen Rauten der Hauptschnitte, oder die *ws*-Seiten der Dreiecke zutrifft, so handelt es sich um ein Grau. In allen anderen Fällen ist der zweite Buchstabe kleiner (d. h. früher im *abc*) als der erste.

Farbnormen. Um sich innerhalb der allseits stetigen Farbübergänge des Farbkörpers zurechtzufinden, ist es notwendig, bestimmte Punkte in ihm auszuwählen und ihnen systematische Zeichen zuzuordnen. Wählt man diese Punkte so, daß sie gegenseitig im einfachsten gesetzmäßigen Zusammenhang stehen (wie das u. a. mit den Tonhöhen in der Musik geschehen ist), so gewinnt man gleichzeitig das Material, um die so lange vergeblich gesuchten harmonischen Beziehungen der Farben grundsätzlich und allgemein festzustellen. Um dies in allseitig brauchbarer Weise durchzuführen, muß man von den eben gegebenen Darlegungen, die die Aufgabe bereits zu lösen scheinen, etwas abgehen. Die bisher definierten Punkte sind Ideale, die z. T. nicht praktisch erreichbar sind. Für den wirklichen Gebrauch dienen statt der Ideale Mittelwerte, denen sich die Praxis genügend annähern kann, ohne durch grundsätzliche Hindernisse gehemmt zu werden.

Solche Mittelwerte findet man, wenn man sich innerhalb jeder Raute, welche die psychologische Teilung des stetigen Farbtondreiecks ergeben hatte, die vorhandenen etwas verschiedenen Farben gleichförmig gemischt denkt und die so entstandene Farbe als Norm für das Gebiet bestimmt. So hat z. B. die oberste un-

bunte Raute in ihrer oberen Ecke das Weiß 100, in ihrer unteren 79. Um den psychologischen Mittelwert zu finden, muß man das geometrische Mittel (den Antilogarithmus von 95) wählen, nämlich 89. Demzufolge bedeutet von hier ab das Zeichen *a* nicht mehr das Weiß 100, sondern 89. Ebenso kommen den anderen Buchstaben abgeänderte Werte zu, nämlich

a	*b*	*c*	*d*	*e*	*f*
89	71	56	45	35	28
g	*h*	*i*	*k*	*l*	
22	18	14	11	8,9	

Von 1 bis *u* wiederholt sich die Reihe auf $^1/_{10}$ verkleinert.

In derselben Weise wird der Weiß- und Schwarzgehalt der trüben Farben bezeichnet. Für den Weißgehalt werden die obigen Zuordnungen ohne weiteres übernommen. Für den Schwarzgehalt bedeutet *a* die Ergänzung des Weiß *a*, nämlich 11; ebenso $b = 100 - 71 = 29$, $c = 100 - 56 = 44$ usw. Wir haben also für den Schwarzgehalt

a	*b*	*c*	*d*	*e*	*f*
11	29	44	55	65	72
g	*h*	*i*	*k*	*l*	
78	82	86	89	91,1 usw.	

Die dergestalt festgelegten Farben sind als Normen aufzufassen, nach denen das ganze Farbwesen, soweit es willkürlich ist, geregelt werden soll. Dadurch wird erreicht, daß an die Stelle unzähliger zufälliger Farben eine begrenzte Anzahl bestimmter tritt, die eine feste Zusammensetzung und Bezeichnung haben, mit denen sich also genau und zuverlässig arbeiten läßt. Insbesondere bestehen zwischen ihnen überall harmonische Beziehungen, so daß sich mit ihrer Hilfe die Aufgaben der angewandten Kunst, soweit es sich um Farben handelt, leicht und sicher lösen lassen.

Da es im allgemeinen nicht leicht ist, eine Farbe genau auf die Norm einzustellen, so soll als allgemeine Regel gelten, daß jeder gegebenen Farbe das Farbzeichen der Norm gegeben wird, dem ihre Zusammensetzung am nächsten kommt. Dabei sind positive wie negative Abweichungen möglich. Es soll aber ganz allgemein angestrebt werden, die Abweichungen so klein als möglich zu machen.

Anzahl der Normalfarben. Nimmt man an, daß Aufstriche bis zum Weißgehalt 009 herstellbar sind, entsprechend dem Buchstaben *u*, so sind das 20 Stufen. Das zugehörige farbtongleiche Dreieck würde also

$$\frac{20 \times 21}{2} = 210$$

Rauten enthalten, und alle 100 Dreiecke des Farbkreises demgemäß 21 000 Farben. Das überschreitet weit die praktischen Möglichkeiten. Es sind also Einschränkungen erforderlich. Solche können beim Farbton und beim Weiß- und Schwarzgehalt erfolgen.

Der Farbtonkreis wird folgendermaßen eingeschränkt. Es gibt nach Hering 4 Urfarben, dazu kommen noch 4 andere, zwischenliegende Farben, die als besondere empfunden werden und z. T. eigene Namen haben. Diese 8 Hauptfarben sind

Gelb	Ublau[1])
Kreß[2])	Eisblau
Rot	Seegrün
Veil[3])	Laubgrün

Innerhalb jeder der 8 Hauptfarben unterscheidet man bequem je 3 Stufen. Das gibt 24 Farbtöne, die unter Abrundung der Brüche folgendermaßen im Farbkreise verteilt sind

Gelb	00, 04, 08	Ublau	50, 54, 58
Kreß	13, 17, 21	Eisblau	63, 67, 71
Rot	25, 29, 33	Seegrün	75, 79, 83
Veil	38, 42, 46	Laubgrün	88, 92, 96

Das sind die praktischen Normen der Farbtöne.

Was die Einschränkung der Weiß- und Schwarzstufen anlangt, so hat es sich als zweckmäßig erwiesen, jede zweite Stufe auszulassen. Wir haben daher für beide die Reihe *a c e g i l n p r t v x z*, von denen die letzten Glieder nur selten in Frage kommen. Schließen wir mit *p* ($w = 035$), so sind es 8 Stufen. Das gibt für jedes Dreieck 36 Rauten, von denen 8 unbunt und 28 bunt sind. Für die 24 Dreiecke haben wir somit $28 \times 24 = 672$ bunte Farben, zu denen noch die 8 unbunten kommen, also insgesamt 680 Farben. Das reicht für die meisten Zwecke aus und ist technisch erreichbar. Die oben erwähnten Farbkörperhauptschnitte sind nach diesem Schema geordnet.

Warme und kalte Farben. Die Künstler unterscheiden seit langem warme und kalte Farben und für Goethe war dieser Gegensatz ein willkommenes Beispiel der von ihm angenommenen allgemeinen Polarität. Die Farbmessung hat auch hier zum ersten Male eine Aufklärung gebracht. Die kalten Farben unterscheiden sich von den warmen durch ihre konstitutive Unreinheit. Während es leicht ist warme Farben mit der Reinheit 90 herzustellen, kommt man bei kalten nur selten bis 60 und der große unbunte Anteil läßt sich auf keine Weise weiter einschränken.

1) Für Ultramarinblau.
2) Für Orange.
3) Für Violett.

Dieser Umstand gestattet, die beiden Gebiete genauer gegeneinander abzugrenzen. Ganz dem warmen Teil gehören die Farben von 96 bis 30 an, ganz dem kalten 46 bis 80; die Zwischengebiete von 30 bis 46 und von 80 bis 96 bilden schnelle Übergänge, deren Mitten 38 und 88 als die Grenzpunkte zwischen warm und kalt gelten können.

Die Ursachen dieses Gegensatzes liegen auf physiologischem Boden. Im Sinne der Dreifarbentheorie kann man z. B. sagen, daß die Grünempfindung nicht ohne gleichzeitige Rot- und Ublauempfindung zustande kommt, deren Betrag etwa die Hälfte jener ausmacht und sich als unbunte Beimischung betätigt. Doch ist dies natürlich nicht die einzige Möglichkeit einer physiologischen Erklärung. Ich gehe auf diese Fragen nicht näher ein, da ich keine eigenen Untersuchungen hierüber angestellt habe.

Für die hier behandelten Fragen ist wesentlich, daß dieser konstitutionelle unbunte Anteil sich bei den bezogenen Farben als Schwarz betätigt, welches gemäß dem Fechnerschen Gesetz den Eindruck der Reinheit am wenigsten beeinträchtigt. Stellt man nun weißgleiche Farben mit gleichem Schwarzgehalt aus beiden Gebieten her, so überzeugt man sich, daß sie nicht als gleichwertig empfunden werden; die warme Farbe erscheint deutlich unreiner. Um beide gleichwertig zu machen, muß man den Schwarzgehalt der kalten Farbe bedeutend vermehren, und zwar um etwa soviel, als jenem konstitutiven Anteil entspricht. Man muß mit andern Worten den Betrag der warmen Vollfarbe im kalten Gebiet zu $^2/_3$ aus Vollfarbe, zu $^1/_3$ aus Schwarz herstellen und dazu noch die gleiche Menge Schwarz fügen, die in der warmen Farbe enthalten ist, um psychologische Gleichwertigkeit zu erzielen. Doch gilt dies nur für die reinen Farben; bei den trüberen steigt der unentfernbare Schwarzgehalt noch darüber hinaus.

Diese verwickelten Fragen fordern eine eindringendere Aufklärung, als ich bisher imstande war ihnen zuzuwenden. Ich habe sie wegen ihrer praktischen Wichtigkeit berührt, da sie wenigstens annähernd geregelt sein müssen, wenn es sich um Farbharmonien handelt. Eine solche annähernde Regelung[1]) ist auf Grund umfassender Messungen rein erfahrungsmäßig ermittelt worden und kann bis auf weiteres benutzt werden. Während also bei warmen Farben die Buchstaben für den Schwarzgehalt die oben angegebene analytische Bedeutung haben, sind ihnen bei den kalten durchgängig größere Schwarzwerte zugeordnet. Der Unterschied ist indessen im psychologischen Sinne nicht so groß, obwohl er an manchen Stellen analytisch so erscheint; er beträgt eine bis zwei Stufen, also z. B. *c* statt *d* oder *l* statt *n*.

Die Harmonie der Farben. Auch dieses Problem, um dessentwillen Goethe seine ganzen Farbarbeiten unternommen hatte, konnte mit Hilfe der neuen Lehre grundsätzlich gelöst werden. Harmonisch wirken solche Farben, zwischen denen eine nahe (psychologische) Beziehung besteht.

Der Grundfehler bei den bisherigen Lösungsversuchen, die bekanntlich zu sehr unzulänglichen und widersprechenden Ergebnissen geführt haben, liegt darin, daß man immer geglaubt hat, der Farbton sei das einzige Element der farbigen Harmonie, ebenso wie die Schwingungszahl das einzige Element der tönenden ist. Da aber die Farben eine dreifaltige Gruppe sind, so sind die beiden anderen Veränderlichen gleichfalls maßgebend für das Zusammenwirken und die Verhältnisse werden demgemäß viel verwickelter.

Stellt man Farben gleichen Weiß- und Schwarzgehalts, also mit gleichen Buchstaben zusammen, so bilden sie sehr leicht Harmonien. Zunächst sind es die Gegenfarben, deren Farbtonnummern um 50 entfernt sind, sodann die Dreier mit 33 Abstand, von denen auch je zwei unter Fortlassung der dritten sehr bemerkenswerte Harmonien geben. Auch die Vierer, Fünfer, Sechser und Achter mit 25, 20, $16^2/_3$ und $12^1/_2$ Abstand, so wie die aus ihnen durch Fortlassungen entstehenden unvollständigen Harmonien wirken vielfach überzeugend. Unter gewissen Bedingungen kann man irgend zwei oder drei Farben desselben Kreises (mit gleichen Buchstaben) wirksam zusammenstellen. Bringt man eine Farbe aus einem anderen Kreise dazu, so fällt sie als fremd auf.

In jeder der genannten Harmonien kann man mit Erfolg eine gegebene Farbe durch eine andere gleichen Farbtons ersetzen, wenn sie derselben Schattenreihe angehört. Die Schattenreihen sind dadurch gekennzeichnet, daß ihre beiden Buchstaben gleichen Abstand haben; so bilden z. B. *ca*, *db*, *ec*, *fd*, *ge* usw. eine Schattenreihe.

Sehr wichtig ist, daß Schwarz und Weiß, um harmonisch zu gegebenen Farben zu stehen, den Buchstaben des benutzten Kreises entsprechen müssen. Haben wir z. B. eine Harmonie aus dem Kreise *lg* gebildet, so ist *l* das tiefste Schwarz und *g* das hellste Weiß, das dazu paßt. Dies ist ein harmoni-

[1]) Physikalische Farbenlehre, S. 253.

sches Gesetz, welches zurzeit noch fast immer verletzt wird; hat man aber einmal aufmerksam solche Dissonanzen mit den entsprechenden harmonischen Anordnungen verglichen, so wird man sie nicht mehr erträglich finden.

Wie es bei dem primitiven Zustande dieses Gebietes nicht anders sein kann, wo unsicheres gefühlsmäßiges Tasten bisher das einzige Hilfsmittel war, besteht eine große Verwilderung in der Verwendung der Farbe und harmonische Zusammenstellungen, welche die Regel sein sollten, bilden eine seltene Ausnahme. Mit Hilfe von Tüchen oder Buntpapieren, die auf die oben beschriebenen Normen eingestellt sind, wird es aber künftig leicht sein, harmonische Farbgruppen zu bilden, ebenso wie es leicht ist, auf einem Klavier Tonharmonien zu finden. Der künstlerischen Betätigung wird dadurch ebensowenig ein Zwang angetan, wie etwa der Musik durch die Existenz der Tonleiter und die Beschränkung ihres Materials auf deren Töne.

Von dem weiten Gebiet, das sich hier der Forschung auftut, konnte an dieser Stelle nur weniges angedeutet werden. Eine eingehende methodische Darstellung findet sich in des Verfassers „Harmonie der Farben" (Leipzig 1918, Verlag Unesma. 2. Aufl. 1921).

Großbothen, März 1919.

(Eingegangen 22. März 1919.)

BESPRECHUNGEN.

Alfred Stettbacher, Die Schieß- und Sprengstoffe. gr. 8°. VI Teile u. 326 S. m. 141 Abbildungen. 1. Auflage. Leipzig, J. A. Barth. 1919. Geheftet M. 32.—

Der erste Teil des Werkes enthält neben einem kurzen geschichtlichen Überblick und einer knappen allgemeinen Charakteristik der Sprengstoffe die für den Physiker besonders wichtige und interessante Besprechung der Detonationsgeschwindigkeit, der Explosionswärme, des Gasvolumens und der Explosionstemperatur. Der zweite Teil behandelt die Schwarzpulver und die Nitratsprengstoffe, der dritte Teil die Nitrosprengstoffe. Den Inhalt des vierten Teiles bildet Chemie und Technik der Zündsprengstoffe mit Einschluß der Zündschnüre. Im fünften Teile wird die Eigenart und die Herstellung der Ammonsalpetersprengstoffe, der schlagwettersicheren Sprengstoffe, der Chloratsprengstoffe und des Oxyliquids geschildert. Der sechste Teil bespricht dann die Prüfungsverfahren sowie die militärische und ziviltechnische Verwendung der Sprengstoffe.

Der Verfasser hat nur gesicherte wissenschaftliche Ergebnisse aufgenommen und die Herstellung sowie die praktische Verwendung der Sprengstoffe aus eigener Erfahrung anschaulich beschrieben. Das Werk ist so übersichtlich und faßlich gehalten, daß der gebildete Laie es ohne Schwierigkeit lesen kann. Jedem Physiker, der sich einen klaren Überblick über das Gesamtgebiet der Sprengstoffkunde verschaffen will, ohne tiefer eindringen zu müssen, kann das im besten Sinne populär geschriebene Werk von Nutzen sein.

H. Müller.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: Für Chemie der Nahrungs- und Genußmittel an der Technischen Hochschule Darmstadt Professor Dr. Adolf Kreutz (von der Universität Straßburg).

Ernannt: Der ord. Professor der anorganischen und Experimentalchemie an der Landwirtschaftlichen Hochschule Berlin Dr. Julius v. Braun in gleicher Eigenschaft an der Universität Frankfurt a. M., der Honorarprofessor an der Technischen Hochschule Berlin Dr. phil. Dr.-Ing. Leon Lichtenstein zum ord. Professor der Mathematik an der Universität Münster.

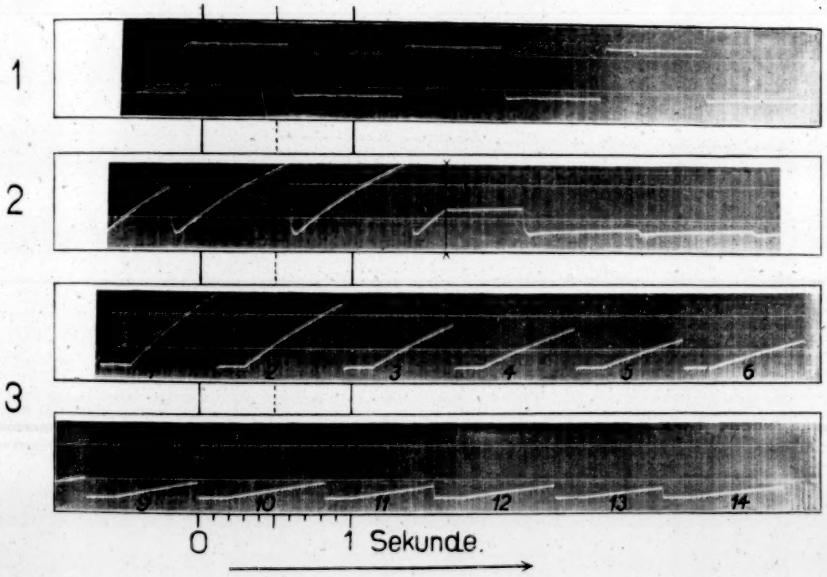
Gestorben: Der frühere ord. Professor der anorganischen Chemie am Polytechnikum und an der höheren Schule für Ackerbau in Mailand Dr. Pietro Corbetta, der Leiter der meteorologischen Station in Winterthur Professor Dr. Friedrich Krebs, der ord. Professor der angewandten Physik an der Technischen Hochschule München Dr. Ernst Voit.

Angebote.

Physiker

für das Laboratorium einer Berliner Fabrik vakuumtechnischer Erzeugnisse **gesucht.** Ausführliche Bewerbungen unter Angabe der Gehaltsansprüche erbeten unter **Nr. 573** an S. Hirzel in Leipzig, Königstraße 2.

Für die Schriftleitung verantwortlich Dr. Georg Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig


1
2
3
2
3
4
5
6
9
10
11
12
13
14
0
1 Sekunde.

Inhaltsverzeichnis:

(Z. B. = Zusammenfassende Bearbeitungen; B. = Besprechungen.)

Seite

Aluminiumgleichrichter: „Die elektromotorische Gegenkraft" der —, v. A. Günther-Schulze 146
Aluminiumzelle: Die Polarität einer —, v. F. Streintz u. F. Fiala. 2. Mitteilung 141
Atome: Das Wesen der Materie. I. Moleküle und —, v. G. Mie. (B.) 160
Atomkerne: Über —, v. E. Gehrcke 150
Fiala, F. u. **F. Streintz**, Die Polarität einer Aluminiumzelle. 2. Mitteilung 141
Forchheimer, Ph., Hydraulik. (B.) 159
Gehrcke, E., Über Atomkerne 150
Grübler, M., Lehrbuch der technischen Mechanik. (B.) 160
Günther-Schulze, A., „Die elektromotorische Gegenkraft" der Aluminiumgleichrichter 146
Hydraulik, v. Ph. Forchheimer. (B.) 159
Hydromechanik: Elemente der technischen — I. Von R. v. Mises. (B.) 159
Keesom, W. H., Die van der Waalsschen Kohäsionskräfte 129
Kohäsionskräfte: Die van der Waalsschen —, v. W. H. Keesom 129
Korn, A., Eine mechanische Theorie der Serienspektra. III. 148

Seite

Materie: Das Wesen der — I. Moleküle und Atome, v. G. Mie. (B.) 160
Mathematik: Lehrbuch der — für Studierende der Naturwissenschaften und der Technik, v. G. Scheffers. (B.) 160
Mechanik: Lehrbuch der technischen —. (B.) . . . 160
Mie, G., Das Wesen der Materie. I. Moleküle und Atome. (B.) 160
v. Mises, R., Elemente der technischen Hydromechanik. I. (B.) 159
Moleküle: Das Wesen der Materie. I. — und Atome, v. G. Mie. (B.) 160
Polarität: Die — einer Aluminiumzelle, v. F. Streintz u. F. Fiala. 2. Mitteilung 141
Säkularvariation: Die erdmagnetische —, v. A. Schmidt. (Z. B.) 152
Scheffers, G., Lehrbuch der Mathematik für Studierende der Naturwissenschaften und der Technik. (B.) 160
Schmidt, A., Die erdmagnetische Säkularvariation. (Z. B.) 152
Serienspektra: Eine mechanische Theorie der —. III., v. A. Korn 148
Streintz, F. u. **F. Fiala**, Die Polarität einer Aluminiumzelle. 2. Mitteilung 141

Verlag von S. HIRZEL in Leipzig.

Prinzipien der Atomdynamik von **Dr. J. Stark**
In drei Teilen.

I. Die elektrischen Quanten. Preis geheftet M. 8.—, gebunden M. 13.—
II. Die elementare Strahlung. Preis geheftet M. 19.50, gebunden M. 25.—
III. Die Elektrizität im chemischen Atom. Preis geheftet M. 20.—, gebunden M. 26.—
ausschließlich Teuerungszuschlag.

AEG

sucht

Ingenieure und Physiker

mit guter Vorbildung für Konstruktionsbüro und Laboratorium der Abteilung: **Elektrische Meßinstrumente.**

Angebote mit Lebenslauf, Zeugnisabschriften erbeten an

AEG Apparatefabrik, Berlin N. 31, Ackerstraße 71/76.

Physiker oder Dr.-Ingenieur

für unser Meßinstrumenten-Laboratorium **gesucht** zur Unterstützung und Vertretung des Vorstehers. Bewerber sollen gute physikalische Kenntnisse und Neigung zur technischen Durchbildung von neuen Apparaten haben. Angebote mit Angabe frühesten Eintrittstermins, der bisher. Tätigkeit u. Gehaltsansprüche erbeten unter dem Kennwort **„Laboratorium"** an die

Angestellten-Vermittlungsstelle der Siemenswerke
Siemensstadt bei Berlin, Verwaltungsgebäude.